VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

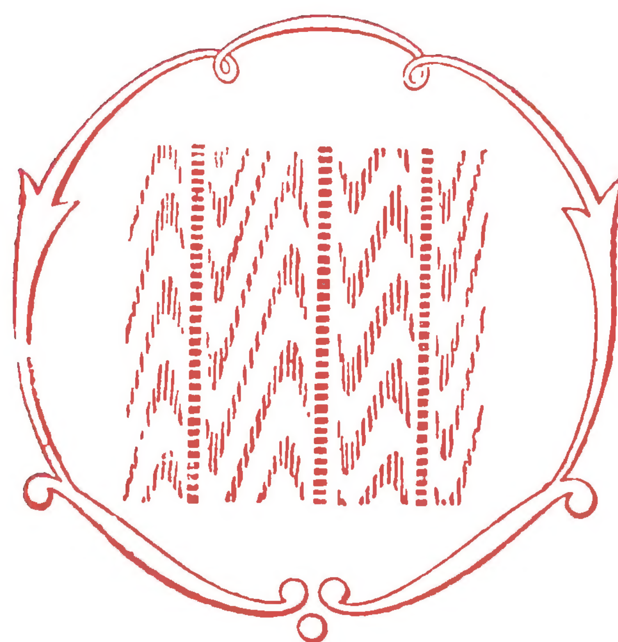
КЛАССИКИ НАУКИ



Д. С. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ

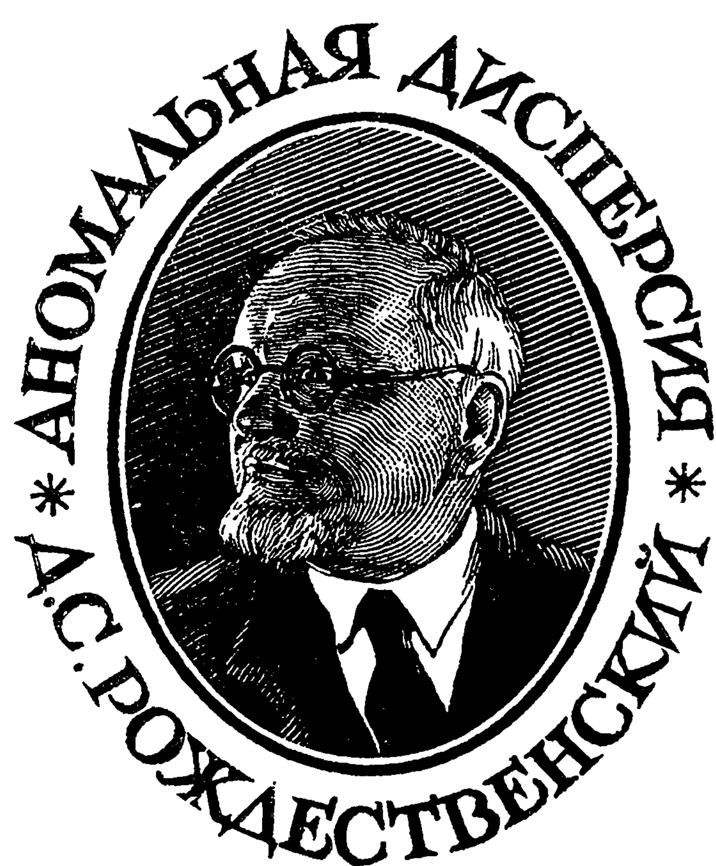
РАБОТЫ ПО АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ
ЧЛЕНА-КОРРЕСПОНДЕНТА АН СССР
С. Э. ФРИША
С ПРИМЕЧАНИЯМИ
Н. П. ПЕНКИНА



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
1951

Под общей редакцией Комиссии Академии Наук СССР
по изданию научно-популярной литературы
и серии „Итоги и проблемы современной науки"
Председатель Комиссии Академии Наук СССР
академик *С. И. ВАВИЛОВ*
Зам. председателя член-корреспондент
Академии Наук СССР *П. Ф. ЮДИН*


АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ
*
Д.С. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ
*

АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ В ПАРАХ НАТРИЯ



АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСІЯ

ВЪ

ПАРАХЪ НАТРІЯ.

Д. РОЖДЕСТВЕНСКІЙ.

С.-ПЕТЕРБУРГЪ.
Типографія М. М. Стасюлевича. Вас. остр., 5 л., 28.
1912.

Посвящается жене моей

Тезисы [1]

1. Теории дисперсии и поглощения вблизи и внутри полос поглощения в твердых, жидких и газообразных телах до сих пор не получили экспериментального подтверждения.

2. Простой, быть может только кажущийся простым, вид полос поглощения в некоторых жидких и твердых телах не дает возможности делать заключения о простоте системы молекулярных вибраторов. Часто в соответствующих парах наблюдается сложный линейчато-полосатый спектр поглощения. Это положение является интересным ввиду найденных Друде простых методов определения числа колеблющихся электронов (или более сложных частей молекулы).

3. Исследование законов дисперсии в газообразных телах является наиболее простым. В особенности оно просто в парах щелочных металлов, где, к тому же, возможно провести его очень близко к собственным колебаниям вибраторов.

4. Исследование дисперсии вблизи линий D_2 и D_1 в парах натрия показало, что теоретическое выражение хода дисперсии, каким в данном случае является формула Зеллмейера, очень близко подтверждается измерениями.

5. Небольшие, но систематические отклонения от этой формулы позволяют с большой долей вероятности заключить, что она тем не менее не представляет собой точного выражения закона природы.

6. Метод крюков, простое видоизменение метода Пуччианти, дает ряд новых экспериментальных возможностей для исследования дисперсии вблизи резких полос поглощения. В частности, получается метод для исследования закономерности строения линейчато-полосатых спектров поглощения.

7. Отношение констант, пропорциональных числам вибраторов в 1 $см^3$, для двух линий D_2 и D_1 почти не зависит от плотности (и температуры) паров натрия. Дальнейшее детальное исследование этого вопроса должно решить, заключается ли найденное небольшое возрастание отношения в неизбежных пока ошибках опыта.

8. Чрезвычайно важно для дальнейшего освещения теории дисперсии продолжать работу исследования дисперсии в парах, основываясь на сделанных уже измерениях, вводя в круг измерений все более близкие к собственным колебаниям вибраторов области спектра, где можно ожидать больших отступлений от существующих теорий.

А. Введение [2]

1. Сложность полос поглощения твердых и жидких тел. Исследования дисперсии и поглощения света занимают обширное место в физической литературе последних десятилетий. За это время возникли и получили самостоятельное положение в физике целые новые области явлений; достаточно назвать радиоактивность. И все-таки наряду с ними оптические явления сохраняют свое крупное место в ней в качестве могучего орудия для исследования строения материи. В особенности сильные толчки в этом направлении дали два обстоятельства: теория Гельмгольца, которая неразрывно связала поглощение и дисперсию, и явление Зеемана, простое и наглядное объяснение которого Лоренцом ввело оптику в схему электронной теории. Дальнейшее широкое развитие магнитооптики Фогтом ясно показало, что теория, связывающая поглощение и дисперсию, является необходимым фундаментом для объяснения всякого оптического явления. Нельзя поэтому не отметить несколько странную судьбу этой теории.

До 1870 г. экспериментаторов интересовал исключительно нормальный ход дисперсии в прозрачных серединах. Известен был, правда, опыт Леру, указывавший на увеличение показателя преломления при возрастании длины волны внутри полосы поглощения, но этот факт не обратил на себя особенного внимания исследователей. С 1870 по 1875 г. опытами Христиансена и Кундта связь между аномальной дис-

персией и поглощением была установлена с неоспоримостью, и в 1875 г. появилась теория Гельмгольца, представлявшая счастливое сочетание идей Зеллмейера, Кеттелера и Мейера. Основные положения этой теории, которая в то время имела скорее вид схемы, координирующей отдельные явления, настолько общи, что в главных чертах они остаются верными и до настоящего времени. Теория настолько хорошо объяснила типический ход дисперсии около полосы поглощения и внутри ее, т. е. так называемой аномальной дисперсии, что в короткое время завоевала всеобщее признание, вероятно, еще ранее того времени, как начались строгие количественные сравнения эксперимента и теории. Ясно было, что есть истина в главных представлениях, легших в основу теории. Я имею в виду представления о колебании частей молекулы или атома, резонирующих на колебание световой волны, и о потере энергии колеблющейся частицей — той энергии, которую она только что восприняла со стороны световой волны.

Но насколько общий ход явлений подтверждает общие основные представления теории, настолько же необходима тщательная количественная проверка, чтобы оправдать то или другое математическое выражение общих представлений. Для того чтобы перейти от общих соображений к теоретической схеме, Гельмгольц сделал предположение о законах колебания подвижных частиц молекулы относительно неподвижных, пользуясь, несомненно, аналогией с колебаниями маятника, испытывающего трение, пропорциональное скорости движения. Аналогичным путем сделано было и очень простое предположение о взаимодействии между эфиром и колеблющимися частицами.

Как ни просты эти предположения, оправданы они могут быть только путем опыта.

Сейчас же после появления теории Гельмгольца подобные экспериментальные исследования и были сделаны, сначала Кеттелером и Пульфрихом, а потом Пфлюгером. В их работах

уже обнаружилась вся трудность подобных изысканий. Трудность — прежде всего экспериментальная, так как, чем резче изгибы кривой дисперсии, тем сильнее поглощение в данном участке спектра, тем труднее, следовательно, измерение.

Главная же трудность заключалась в невозможности ограничиться предположением одного только рода вибраторов, которые обусловливают дисперсию и поглощение в исследуемой области спектра. Для того чтобы примкнуть к простой схеме аномальной дисперсии, экспериментаторы должны были предположить 7—8 родов вибраторов. Восемью уже можно было ограничиться, но, спрашивается, почему останавливаться на этом числе и не предположить еще большего?

Теория очень просто учитывает большое число вибраторов. Еще Гельмгольц указал, что, составив схему для одного рода вибраторов, достаточно поставить в формулах знак суммы и соответственно изменить постоянные для каждого рода вибраторов, чтобы распространить схему на все вибраторы, на весь спектр. Правда, это обстоятельство сильно усложняет вычисления, но зато дает в руки большое число постоянных, которыми тем легче распорядиться в целях согласования теории с измерениями, чем их больше. Несомненно, что этот упрек нельзя поставить вычислениям Кеттелера, Пульфриха и Пфлюгера, так как все постоянные они определяли исключительно из кривой поглощения и проверяли их на кривой дисперсии. Однако ясно также, что предположение еще большего числа родов вибраторов если бы и не улучшило проверки, то во всяком случае не могло бы испортить ее. Вся трудность вытекает из невозможности наблюдать действие каждого вибратора в отдельности, и трудность эта лежит, конечно, в существе дела.

Предположим, что первые исследования были бы сделаны не с фуксином или цианином, а с бензолом, спектр поглощения которого, как известно, из опытов Пауера[1] и Гарт-

---

[1] J. P a u e r, Wied. Ann., **61**, p. 363, 1897.

лея,[1] состоит из семи полос. Если бы каждая полоса была результатом колебаний одного вибратора, то исследование все-таки было бы легче, чем с фуксином или цианином, так как по крайней мере число резонаторов было бы известно. Но здесь является новое затруднение. Пауер и Фридрихс[2] наблюдали также спектр поглощения паров бензола и нашли его очень сходным со спектром поглощения жидкого бензола. И здесь и там 7—8 полос; в жидкости они непрерывны и расплывчаты, в парах каждая из них состоит из большого числа тонких линий; это — так называемый линейчато-полосатый спектр. В парах мы имеем, таким образом, большое число родов вибраторов, если считать, что каждой линии поглощения соответствует особый род вибраторов. Исчезают ли эти роды вибраторов, когда пары сгущаются в жидкость? На этот вопрос, конечно, нельзя будет ответить до тех пор, пока оба спектра и переход одного из них в другой не будут подвергнуты подробному исследованию. Конечно, напрашивается ответ, что затухание каждого из вибраторов увеличилось, линии поглощения расширились и слились в одну полосу поглощения, но утверждать это пока невозможно. Мы можем заключить отсюда только следующее: существует по крайней мере один факт, который говорит за то, что видимая простота полосы поглощения не дает нам права говорить об обусловленности ее одним только родом вибраторов.

Это обстоятельство, как нам кажется, оправдывает вопрос, поставленный выше относительно опытов Кеттелера и Пфлюгера. Действительно, если бы фуксин и цианин (сложный химический состав их имеет в основе все-таки бензольное ядро) можно было наблюдать в парах с таким же удобством, как и бензол, нельзя ли было бы притти к предположению,

---

[1] W. H. Hartley and J. J. Dobbie, Trans. Chem. Soc., 73, p. 695, 1898.

[2] W. Friedrichs, Inaug.-Diss. Bonn, 1905.

что и здесь мы имеем в жидкости или в твердом теле большое число слившихся линий. В таком случае опыты Кеттелера и Пульфриха и опыты Пфлюгера имели бы меньшее значение; ими было бы только доказано, что формулы, связывающие поглощение и дисперсию, выбраны настолько удачно, что с успехом могут служить интерполяционными формулами не только вдали от полосы поглощения, но также и внутри ее. На это указывает и Пфлюгер.[1]

Случаев, когда спектры поглощения одного тела в разных состояниях очень похожи друг на друга, в литературе известно очень мало, как указывает на это Кайзер.[2] Но известно, что спектры поглощения паров и газов при ближайшем исследовании представляют собой полосатые спектры (Bandenspectrum), состоящие из громадного числа более или менее тонких линий поглощения. До недавнего времени всякое утверждение, что газообразное тело имеет сплошную широкую полосу поглощения, разбивалось наблюдениями спектра поглощения, которые делались прибором с большой разрешающей силой. Этот факт нам представляется чрезвычайно важным. С другой стороны, до сих пор почти не было сделано наблюдений для сравнения спектров поглощения тел в жидком и газообразном состоянии. Это сравнение затрудняется часто тем, что поглощающее вещество невозможно получить в газообразном состоянии. Тем не менее есть известное соответствие между линейчато-полосатым спектром пара и сплошным спектром жидкости (или твердого тела) у O, Cl, Br, J, JCl, Mn_2Cl_7, $TeCl_2$, CrO_2Cl_2, многих органических веществ и т. д. Еще больше соответствий можно найти, если провести сравнение в более широких чертах — сравнивать спектры *различных* соединений одного элемента, обусловливающего поглощение.

Конечно, нет сомнения, что очень часто при переходе тела из одного состояния в другое, даже просто при сильном

[1] H. Kayser, Handb. d. Spectr., **IV**, p. 461. Статья Пфлюгера.

[2] H. Kayser, Handb. d. Spectr., **III**, p. 74.

изменении температуры тела, строение системы вибраторов претерпевает сильные изменения. Все исследования Ж. Беккереля полны примерами расщепления полос при понижении температуры. В одной из спектрограмм Ж. Беккереля[1] (на стр. 332 фиг. 2) даны спектры поглощения (обыкновенный и необыкновенный) пластинки тизонита при 25 и —188°. Во втором снимке (необыкновенный спектр при 25°) влево от полос, обозначенных буквами *b* и *c*, спектр заполнен рядом тонких, слабых линий поглощения изменяющейся интенсивности. В первом снимке (тот же спектр при —188°) картина совершенно меняется. Те части спектра, где линии были более интенсивны (или число их было больше; в репродукции это трудно рассмотреть), сделались еще более интенсивными, т. е. появились широкие, почти сплошные темные полосы, строение которых почти невозможно разобрать. Наоборот, промежутки между темными полосами сделались более прозрачными, т. е. или число линий уменьшилось, или же интенсивность этих и без того слабых линий еще уменьшилась.

Если такова сложность изменений вибрирующих систем в теле, то, казалось бы, трудно себе представить, каким образом самые сложные из известных нам спектров поглощения в парах превращаются в простые спектры поглощения, где каждой полосе соответствует один род вибраторов в тех случаях, когда газ делается жидкостью или твердым телом. Достаточно вспомнить о тысячах тонких линий, которые заполняют спектры поглощения паров брома. Мне пришлось также наблюдать и фотографировать чрезвычайно сложную кривую дисперсии[2] паров брома, которая получается по

[1] J. Becquerel, Le Radium, **4**, p. 328, 1907.

[2] Пуччианти уже при первых применениях своего метода наблюдал дисперсию в Br и NO_2, но говорит об этом только несколько слов. Недавно появилась работа (H. W. Julius et van der Plaats, Proc. Amsterd. Acad., **13**, p. 1088, 1911), где приведен снимок кривой дисперсии в NO_2. Мне эта работа пока доступна только в реферате (Le Radium, 8, p. 322, 1911).

методу Пуччианти, если на вертикальную щель спектроскопа проектировать горизонтальные интерференционные полосы интерферометра Жамена и на пути одного из лучей в интерферометре поместить трубку с парами Br. Снимки, полученные попутно при исследовании паров натрия, пока еще недостаточно хороши, чтобы выдержать репродукцию.

Если переходить в спектре от волн малой длины к волнам большой длины, то ясно, что внутри каждой линии поглощения существует скачок кривой дисперсии, соответствующий увеличению показателя преломления. Между линиями поглощения показатель преломления, конечно, уменьшается. Так как линии тонки и расстояния между ними, вообще говоря, гораздо больше, чем ширина отдельной линии, то кривая дисперсии состоит из отрезков уменьшающегося показателя преломления, но каждый отрезок расположен несколько выше соседнего, так что от отрезка к отрезку в среднем мы имеем увеличение показателя преломления.

Если смотреть на спектр без сильно увеличивающего окуляра или рассматривать спектрограмму без увеличения, то детали дисперсии около линий поглощения исчезают, и можно видеть только общий ход интерференционных полос. При переходе через полосы поглощения (состоящие, конечно, из закономерно группированных линий, Banden) по направлению к красному концу спектра кривая дисперсии делает волнообразные изгибы, причем каждой полосе соответствует свой изгиб; показатель преломления растет, на вид непрерывно, несмотря на то, что кривая состоит только из отдельных отрезков, где показатель преломления падает.

Представим себе, что ceteris paribus затухание каждого вибратора увеличивается, растет ширина линии и соответственно уменьшается расстояние между линиями. Это может быть при увеличении температуры или плотности паров Br,[1]

[1] Fürst B. Galitzin und J. Wilip, Записки имп. Акад. Наук, **17**, № 6, 1906. — A. Dufour, Le Radium, **5**, p. 86, 1908.

и естественно предположить, что это происходит при сгущении паров в жидкость. Области, где показатель преломления увеличивается (*внутри* линий), разрастаются за счет соседних областей между линиями, где он уменьшается. Наконец, линии сливаются, и показатель преломления во всем широком сплошном спектре поглощения будет плавно подниматься, как он плавно поднимается в полосах фуксина и цианина. Если бы удалось проследить подобную картину изменения кривой дисперсии от начала до конца, то не было бы сомнения, что в жидком Br мы имеем дело с очень сложной системой вибраторов. Пока еще мне пришлось наблюдать только начало этой картины, и остальную часть приходится заполнить предположениями, правда, довольно правдоподобными.

Мне кажется, что эти соображения заставляют относиться осторожно к попыткам проверки теории дисперсии и поглощения на широких полосах в жидких и твердых телах. Во всяком случае, до изучения этих последних нужно изучить дисперсию в сложных спектрах поглощения тел газообразных, где внутренняя сложность явления не скрыта от нас его внешней простотой.

В этом и заключается особенность судьбы теории дисперсии. Качественно она прекрасно объяснила явления и дала громадные результаты, количественно же она до сих пор почти на проверена.

2. Вычисления Друде и Кенигсбергера. Возможен, конечно, совершенно обратный ход мысли. Можно, исходя из того факта, что спектры поглощения во многих случаях очень просты на вид, попытаться применить в этих случаях теоретическую схему в самом простом ее виде.

Друде изменил теорию дисперсии и поглощения, формулированную Гельмгольцем, основав ее на электромагнитной теории света. Для показателя преломления вдали от полос поглощения получается формула[1]

[1] P. Drude, Ann. d. Phys., 14, p. 677, 936, 1904.

$$n^2 = 1 + \sum_h \frac{N_h \lambda_h^2 e_h^2}{\pi \; m_h} + \sum_h \frac{N_h \lambda_h^4 e_h^2}{\pi \; m_h} \cdot \frac{1}{\lambda^2 - \lambda_h^2}, \qquad (1)$$

где индекс h указывает на определенный род вибраторов; N_h — число их в 1 см^3; λ_h — длина волны собственного колебания; e_h — заряд и, m_h — масса. Для целого ряда тел дисперсия точно изучена в прозрачных участках спектра, и полученные числа хорошо укладываются в формулу Кеттелера—Гельмгольца

$$n^2 = b^2 + \sum_h \frac{M_h}{\lambda^2 - \lambda_h^2}, \qquad (2)$$

где b и M_h — константы.

Из двух этих формул получается

$$\frac{M_h}{\lambda_h^4} = \frac{1}{\pi} \frac{N_h e_h^2}{m_h}.$$

Далее нужно сделать очень важную гипотезу. Все вибраторы в теле, которые могут приходить в колебание, непременно приходят в колебание, когда световые волны пронизывают тело. Так как в каждой молекуле может быть несколько вибраторов одного рода — назовем число их в молекуле p_h, — то число молекул на основании данной гипотезы равно $\frac{N_h}{p_h}$. Плотность тела

$$d = \frac{N_h}{p_h} H\mu, \qquad (3)$$

где μ — молекулярный вес тела, H — абсолютный вес атома водорода. Из последних двух формул

$$\frac{e_h}{m_h} = \frac{\pi}{e_h/H} \cdot \frac{\mu M_h}{d \lambda_h^4} \frac{1}{p_h}. \qquad (4)$$

Все величины правой части уравнения (4) известны $\left(\frac{e_h}{H}\right.$ известно из электролиза$\left.\right)$, кроме величины p_h. Взяв для p_h небольшое целое число, можно получить для вибраторов, собственные колебания которых лежат в ультрафиолетовой части спектра, величину $\frac{e}{m}$, близкую к той, которая получается из катодных лучей, во всяком случае величину того же

порядка. Для инфракрасных лучей величина $\frac{e}{m}$ — другого порядка, гораздо меньше; следовательно, m гораздо больше. Отсюда можно заключить, что ультрафиолетовые полосы поглощения появляются вследствие колебания электрона, а инфракрасные — вследствие колебания гораздо более крупных частиц молекулы, атома или части атома. Числа p_h Друде ставит в связь с электронной интерпретацией учения Абегга о валентности.

Как ни важны полученные результаты, но основная гипотеза — все вибраторы приходят в колебание при прохождении световых волн — встречает возражение в сделанных после работ Друде экспериментальных исследованиях. На первом месте здесь стоят заключения, которые выводит из своих работ Ж. Беккерель. Исследуя аномальную дисперсию[1] в полосах поглощения минералов, заключающих в себе редкие земли, он получил численные выражения для величин, которые он называет coefficients diélectriques — диэлектрическими коэффициентами — (ε_h). Это — один из членов первой суммы правой части равенства (1).

$$\varepsilon_h = \frac{N_h \lambda_h^2}{\pi} \cdot \frac{e_h^2}{m_h}. \tag{5}$$

$\frac{e_h}{m_h}$ известно из расщепления полосы поглощения в магнитном поле. Если принять, что заряд электрона равен заряду электролитического иона, а это предположение не выводит из пределов электронной теории, из оснований которой исходил Друде, то для N_h получается число порядка 10^{14} или 10^{15}, т. е. гораздо меньше, чем число молекул в 1 см^3 газа (10^{19}—10^{20}). К числам того же порядка приводят и измерения Галло[2] магнитного вращения плоскости поляри-

[1] J. Becquerel, Le Radium, 4, p. 383, 1907. Мне кажется, есть основание думать, что Беккерель также не имел дела с простыми полосами поглощения, т. е. такими, в которых одной полосе соответствует один род вибраторов. Для дальнейшего важно только то, что диэлектрические коэффициенты во всяком случае пропорциональны N.

[2] J. J. Hallo, Arch. Néerl., X, p. 148, 1905.

зации и измерения Геста[1] магнитного двойного лучепреломления в парах Na вблизи линий D_1 и D_2, также и измерения Лориа[2] дисперсии в парах Na. Этот факт противоречит выводам Друде, которые требуют, чтобы p_h (число колеблющихся в молекуле электронов) было целое число. Далее Ж. Беккерель замечает, что теория Друде требует независимости чисел p_h от температуры. Между тем измерения Ж. Беккереля указывают на зависимость от температуры диэлектрических коэффициентов ε_h. Так как в формуле (5) λ_h очень мало изменяется с температурой, а e_h и m_h предполагаются постоянными, то все изменение ε_h с температурой лежит в числе электронов N_h, и, следовательно, вряд ли можно ожидать что число колеблющихся электронов остается независимым от температуры.

Наблюдения Ж. Беккереля относятся к тонким полосам поглощения редких земель. Г. Дюбуа и Г. Элиас[3] распространили эти наблюдения и на тонкие полосы других веществ, например на вещества, содержащие в своем составе хром.

Кенигсбергер продолжал работу Друде, вычисляя, как и Друде, $p_h \frac{e}{m}$ для различных тел, но пользуясь измерениями коэффициентов поглощения в различных полосах. Результаты его исследований в общем те же, что и результаты Друде. Затруднение, которое вносят работы Ж. Беккереля, он обходит тем путем, что делит все тела на два разряда. Во втором находятся тела со слабым поглощением (сюда относятся, между прочим, и редкие земли). Механизм поглощения этих тел не известен. В первый разряд он помещает все тела с сильным поглощением. Сюда относятся те вещества, которые исследованы Друде, Кенигсбергером и

[1] J. Geest, ibid., p. 291.

[2] St. Loria, Bull. Acad. Cracovie, 1909, p. 39; Ann. d. Phys., **30**, p. 240, 1909.

[3] H. du Bois u. G. J. Elias, Ann. d. Phys., **27**, 233, 1908.

Кильхлингом[1] и др. В них поглощение и дисперсия происходят по простой схеме: колеблется небольшое число электронов и положительно заряженных больших частей атома или молекулы. Принцип разделения не представляется достаточно определенным, как видно из вычислений самого Кенигсбергера, который, например, бром за одну полосу поглощения отсылает во второй разряд, тогда как другая полоса позволяет ему оставить этот же бром в первом разряде. Точно так же Кильхлинг, сравнивая полученную для цианина из дисперсии величину $p\frac{e}{m}=1.15\cdot10^7$ с полученной из поглощения $0.58\cdot10^7$ относит это несогласие между двумя числами к загрязнению вещества и не переводит этого вещества во второй разряд, хотя для p должно получиться дробное число (около $^1/_2$).

Результаты Пфлюгера, Кеттелера и Пульфриха, которые пришли к заключению о сложности полос поглощения цианина и фуксина, Кенигсбергер объясняет тем, что фуксин только недавно получен в чистом виде, Кеттелер же имел в руках смесь нескольких красок. Точно так же Пфлюгер имел дело со смесью двух красок, каждая со своей полосой поглощения. Однако, чтобы окончательно опровергнуть выводы Пфлюгера, нужно либо обнаружить неправильность его вычислений, либо доказать, что у него была в руках смесь из восьми красок.

Приведенное выше предположение о том, что газы имеют только спектры поглощения, состоящие из отдельных линий, которые вследствие разных причин расширяются и сливаются в полосы, существует уже давно. Трудность объяснить, куда деваются вибраторы, которые в парах дают линии поглощения, уступая место сплошному поглощению в жидком Br, побудила Кенигсбергера и Кюпферера[2] приняться

---

[1] J. Koenigsberger und K. Kilchling, Ann. d. Phys., **28**, p. 889, 1909; **32**, p. 843, 1910.

[2] I. Koenigsberger und K. Küpferer, Phys. Ztschr., **11**, 568, 1910.

вообще за исследование поглощения паров. Эти исследования дали чрезвычайно интересный результат. Пары анилиновых красок (индиго-синяя, ализарин, индиго-красная, цианин, пурпурин) и другие окрашенные вещества, как дианилидоантрахинон, даже при очень малом давлении в 0.001 мм ртути дают сплошное поглощение и притом, если учесть плотность, такое же по величине, как и в твердом состоянии.

Исходя из этого, Кенигсбергер и Кюпферер предлагают следующую схему. Газы вообще имеют только сплошное поглощение, полосатый же спектр (Bandenspectrum) возникает в момент диссоциации молекул, например в иоде при низких температурах мы имеем сплошное поглощение молекулы J_2; при повышении температуры, начиная с 60°, происходит диссоциация $J_2 = J + J$, и появляется полосатый спектр. При достаточно высокой температуре (выше 600°) диссоциация заканчивается, и остается опять сплошной (несколько иного вида) спектр молекулы J. При средних температурах имеется сложный спектр поглощения: сплошные полосы от J_2 и J и линейчатые полосы от диссоциации.

Нам думается, что как раз на примере J схема эта встречает возражение в известных опытах Вуда над флюоресценцией паров J. При комнатной температуре Вуд наблюдал чрезвычайно интенсивную флюоресценцию. Из его опытов ясно, что линии поглощения были чрезвычайно тонки. Этим же объясняется, что Кенигсбергер и Кюпферер не видели их даже в третьем спектре роуландовской решетки. Их можно было бы обнаружить только инструментом с большей разрешающей силой.[1] При более высоких температурах в линейчато-полосатом спектре поглощения должно непременно иметь место и непрерывное поглощение. Свет поглощается не только в линиях поглощения, но и вне их с обеих сторон,

[1] Поглощение было линейчатое, но так как отдельные, слишком тонкие линии нельзя было разрешить, то оно казалось сплошным.

хотя и гораздо слабее. Резкость линии является только эффектом контраста. Эти слабые поглощения вне линий при очень большом числе линий должны дать заметный эффект, и этот эффект растет с числом линий и их интенсивностью. В парах Br общее поглощение растет при переходе от красного конца спектра к фиолетовому; вместе с тем растет и аномальная дисперсия около каждой линии.

Таким образом, легко объяснить сплошное поглощение, сопровождающее линейчато-полосатый спектр.

Наконец, третья стадия — сплошное поглощение диссоциированной[1] молекулы — легко объясняется тем, что линии поглощения при высокой температуре чрезвычайно расширились и слились.

Нам представляется, что схема диссоциации является совершенно недоказанной,[2] и явления проще объясняются с других точек зрения.

Совершенно не связан с этой схемой тот факт, что пары красящих веществ имеют сплошной спектр поглощения. То обстоятельство, что спектроскоп не разрешил слишком тонкие линии J при комнатной температуре, наводит на мысль, что, может быть, то же явление мы имеем и с парами красок, так как давление их было очень мало (не больше 20 мм ртутного столба) и, следовательно, линии могли быть слишком тонкими.

Сопоставление следующих двух, повидимому, совершенно разнородных наблюдений также приводит к мысли, что характер поглощения и дисперсии газов, с одной, и жидких тел или твердых, с другой стороны, имеет много общего,

---

[1] Иванс считает, что простая молекула Br вообще не поглощает видимого света. Когда диссоциация завершилась при высокой температуре, спектр поглощения Br исчезает, так как линейчато-полосатый спектр принадлежит молекуле Br_2. E. J. Evans, Astroph. J., **32**, p. 291, 1910.

[2] По крайней мере, не доказанной количественно. См.: J. Koenigsberger, Phys. Ztschr., **12**, p. 5, 1911.

несмотря на то, что в первых спектр поглощения — линейчато-полосатый, а во вторых кажется сплошным.

Г. Гейслер[1] наблюдал, между прочим, аномальную дисперсию в светящихся газах (вольтова дуга), обладающих линейчато-полосатым спектром. Некоторые полосы имеют резко выраженную „голову“ (Kopf). В голове густо скучены интенсивные линии, по направлению же к „хвосту“ (Schwanz) они становятся реже и слабее. Кривая дисперсии, подходя к голове, резко падает вниз, образуя острый минимум в виде \/, и затем медленно поднимается внутри полосы. Несомненно, что здесь обнаруживается суммативное действие отдельных линий (хотя Гейслер не наблюдал скачков полосы дисперсии около отдельных линий — вероятно, вследствие недостаточной разрешающей силы и малого увеличения спектроскопа).

М. М. Глаголев наблюдал (пока еще наблюдения не опубликованы) совершенно такой же ход дисперсии в окрашенном стекле (Uranphosphatglas). Сходство кривой дисперсии, видимой в спектроскопе (метод Пуччианти), с рисунком Гейслера полное. Кривая имеет резко выраженный минимум; максимум настолько расплывчат, что его без измерений нельзя констатировать.

3. Выводы. Из всего вышеизложенного можно вывести следующие заключения:

1) Опыты Пфлюгера и Кеттелера указывают на сложность полос поглощения в твердых телах и в жидкостях.

2) Неизвестная пока связь между линейчато-полосатым спектром поглощения паров и сплошным спектром поглощения жидкостей, может быть, объясняет эту сложность.

3) Полная неизвестность механизма поглощения (и дисперсии), которая явствует из работ Ж. Беккереля, Галло, Геста, Лориа и теоретических соображений Лоренца и др., не позволяет думать, что простая схема Друде и Кенигс-

---

[1] H. Geissler, Ztschr. Wiss. Phot., 7, p. 89, 1909.

бергера оправдывает положение: одна полоса в жидком или твердом теле соответствует одному роду вибраторов.

4) Изучению законов поглощения и дисперсии в твердых и жидких телах должно быть предпослано исследование связи между спектрами поглощения паров и жидких тел и, вероятно, изучение законов в парах.

5) В типичных линейчато-полосатых спектрах (как бензол и др.) явление настолько сложно вследствие колоссального числа линий и неизвестной закономерности между этими линиями, что необходимо для первых шагов обратиться к более простым спектрам поглощения, какие дают пары некоторых металлов, т. е. пойти по пути Кундта, А. Беккереля и Вуда.

В. Краткий очерк литературы

Полную литературу работ по дисперсии газов и паров можно найти в статье Пфлюгера в Handbuch der Spectroscopie H. Kayser, IV, pp. 553—567. Поэтому я могу ограничиться краткими указаниями на отдельные работы.

Как известно, аномальную дисперсию наблюдал впервые Леру[1] в парах иода. Его наблюдения проверил и усовершенствовал А. Юрион.[2] Вскоре после того, как вопрос об аномальной дисперсии выяснился благодаря работам Зеллмейера, Гельмгольца, Христиансена и Кундта, Кундт же[3] случайно нашел резко выраженную аномальную дисперсию в пламени бунзеновской горелки, насыщенной парами Na вблизи линии *D*. Наблюдение производилось по известному методу скрещенных призм Кундта. Дальнейшие исследования были произведены в большинстве случаев по тому же методу, и все усилия были направлены на то, чтобы придать

---

[1] F. P. Le Roux, C. R., **51**, pp. 171, 800, 1860; **55**, p. 127, 1862; Pogg. Ann., **117**, p. 659, 1862.

[2] A. Hurion, Ann. éc. norm. (2) **6**, p. 367, 1877.

[3] A. Kundt, Wied. Ann., **10**, p. 321, 1880.

пламени более резко выраженную призматическую форму, повысить плотность паров и распространить наблюдения на пары других металлов.

Винкельман[1] распространяет наблюдения на пары калия.

А. Беккерель делает даже ряд измерений показателя преломления как функции длины волны.[2] Эти измерения будут упомянуты далее.

Г. Эберт[3] предлагает новый способ получения призмы из паров Na и K.

О. Луммер и Е. Прингсгейм[4] получают в пламени калильной горелки пары металлов призматической формы такой плотности, что явление можно демонстрировать в аудитории. Наблюдается аномальная дисперсия также в парах Tl. Они же применяют пламя вольтовой дуги, которое принимает призматическую форму, если оба угля стоят вертикально. При этом видна аномальная дисперсия около многих линий различных металлов (Sr, Ca, Ba, Cr, Mn, другие линии Na, Fe).

Еще успешнее, в смысле более отчетливого наблюдения аномальной дисперсии, работы Пуччианти.[5] Он употреблял свой интерференционный метод, подробное изложение которого будет сделано далее, и наблюдал и фотографировал аномальную дисперсию около многих линий Fe (также Ca) в дуге с железными электродами. Чувствительность метода позволила Пуччианти констатировать аномальную дисперсию в линейчато-полосатых спектрах паров NO_2 и Br, хотя от-

---

[1] A. Winkelmann, Wied. Ann., **32**, p. 439, 1887.

[2] A. Becquerel, C. R., **127**, p. 899, 1898; **128**, p. 146, 1899. Теоретические выводы из измерений А. Беккереля сделал лорд Кельвин: Phil. Mag., **47**, p. 302, 1899.

[3] H. Ebert, Phys. Ztschr., **4**, p. 473, 1903. — Boltzmann, Festschrift, p. 448, 1904.

[4] O. Lummer u. E. Pringsheim, Phys. Ztschr., **4**, p. 430, 1903; Ber. d. D. Phys. Ges., **2**, p. 151, 1904.

[5] L. Puccianti, Mem. Soc. Spettr. It., **33**, p. 133, 1904; Mem. d. R. Accad. d. Lincei, 6, fasc. II, p. 27, 1906.

носительно этих наблюдений он ограничивается коротким замечанием: „alle bande non risolute (Роуландовской решеткой) corresponde una ondulazione delle frange (интерференции) e a quelle risolute corresponde tanti solti quante sono le righe in cui esse si risolvono"[3].

Шен[1] некоторыми усовершенствованиями увеличил значичительно число линий различных элементов, около которых наблюдается аномальная дисперсия. Он пользовался в качестве призмы пламенем дуги.

Гейслер применил метод Пуччианти с той же целью, как и Шен, т. е. чтобы расширить имеющийся материал. О наиболее интересном результате его работы уже сказано во Введении.

Ладенбург и Лориа[2] констатировали (после неудачной попытки Лилиенфельда) аномальную дисперсию в водороде, светящемся под действием разряда в гейслеровской трубке. Впоследствии Ладенбург[3] усовершенствовал эти наблюдения и даже сделал несколько измерений показателей преломления около линий.

Кардинальное значение в короткой истории исследования аномальной дисперсии в газах и парах имеют, конечно, опыты Вуда,[4] который главным образом стремился получить возможно точные количественные результаты. Тогда как другие исследователи обращались главным образом к светящимся парам в пламени, в вольтовой дуге, даже искре (Шен) и плюкеровской трубке (Ладенбург и Лориа), Вуд исследовал темные пары Na, получающиеся при нагревании в нейтральной атмосфере или пустоте. Это уже был шаг вперед в смысле большей определенности условий.

Кусочек Na помещался в трубке, закрытой с обеих сторон стеклянными пластинками и наполненной водородом

[1] F. Schön, Ztschr. Wiss. Phot., **5**, p. 349, 397, 1907.
[2] R. Ladenburg u. St. Loria, Phys. Ztschr., **9**, p. 875, 1908.
[3] R. Ladenburg, Phys. Ztschr., **12**, p. 9, 1911.
[4] R. W. Wood, Phil. Mag., **3**, p. 128, 1902; **8**, p. 293, 1904.

или же эвакуированной. Средняя часть трубки, где был Na, подогревалась снизу горелкой; металл испарялся, так что образовывались слои паров, внизу большей плотности, сверху — меньшей. Пары с подобным распределением плотностей действуют, как призма, повернутая ребром кверху, т. е. отклоняют лучи, показатель преломления которых больше единицы, к основанию призмы и, обратно, отклоняют их к ребру призмы, если показатель преломления меньше единицы. Подобная призма помещалась в обычную схему скрещенных призм Кундта, причем роль второй призмы играл спектроскоп. В фокальной плоскости зрительной трубы на матовую пластинку проектируется до нагрева трубки с Na узкая спектральная полоса, положение середины которой отмечается карандашом. При нагревании трубки полоса эта получает характерные для аномальной дисперсии изгибы вблизи линий и снова прочерчивается карандашом. При охлаждении трубки констатируется, что полоса возвратилась точно в прежнее положение. Для определения длин волн отмечается на пластинке положение различных спектральных линий.

Путем фотографирования наблюдалась также дисперсия и при двойниках Na 3303 и 2852. Затем пластинка подвергается промеру.

Несколько иным методом и при помощи спектроскопа с большой разрешающей силой была измерена дисперсия в непосредственной близости от натровых линий.

Метод Вуда дал первые количественные результаты для показателей преломления в парах Na. Метод этот страдает, однако, двумя существенными недостатками. Во-первых, не известен угол призмы, эквивалентный данному столбу паров переменной плотности; поэтому невозможно определить абсолютные показатели преломления. Во-вторых, падение плотности в этом столбе в вертикальном направлении неравномерно, так что угол эквивалентной призмы для верхней части трубки был бы иной, чем для нижней. Этому

обстоятельству более или менее можно помочь, выделяя диафрагмой узкую часть столба.

Чтобы получить абсолютный показатель преломления хотя бы для одной длины волны, Вуд применил интерференционный метод (интерферометр Майкельсона, видоизменение Бреса). В трубке, подогреваемой снизу, металл испаряется и перегоняется на верхние, более холодные части трубки. Ясно, что плотность паров внизу, около кусков металла, больше, чем наверху, около сравнительно холодной стенки трубки. Если трубка разогрета, то достаточно, отодвинув горелку, охладить нижнюю часть куском асбеста, смоченным водой, чтобы обратить явление, так как теперь плотность паров внизу будет меньше, чем наверху. Действительно, в спектре можно видеть, что изгибы полосы меняют свой знак, хотя, конечно, становятся более слабыми.

Новое охлаждение верхней части трубки, без подогревания снизу, еще больше ослабляет дисперсию, но возвращает ее в прежнее по знаку положение.

Если окружить трубку спиралью из проволоки, по которой проходит ток, то не будет градиента температуры в вертикальном направлении; следовательно, не будет иметь места изменение плотности. Подобный цилиндр паров, плотность которых изменяется только вдоль цилиндра, вводится в интерферометр на пути одного из лучей. Если спираль достаточно длинна (около 8 см), то можно предположить с некоторым приближением, что температура вдоль цилиндра почти не изменяется и почти скачком падает до комнатной температуры в тех частях трубки, где нагревающей спирали нет. Поэтому и пары будут иметь вид цилиндра почти одинаковой всюду плотности, который ограничен с обеих сторон сравнительно резкими плоскостями. Зная длину цилиндра, можно вычислить показатель преломления паров данной плотности. Зная температуру паров, — она измерялась при помощи термоэлемента — можно найти и плотность их по

таблице, которую дает Джюетт.[1] Абсолютные показатели преломления были определены для двух длин волн, именно для линии гелия D_3 и для зеленой ртутной линии, при различных температурах. Измерения призматическим методом были произведены также при определенной температуре; поэтому можно было связать абсолютное определение с относительными, так как показатель преломления всегда был пропорционален плотности.

Таким образом впервые была получена кривая дисперсии в парах Na с одной стороны линии D_2, очень близко подходящая к линии поглощения (0.4 Å). Сравнение этой кривой с теоретической формулой дало удовлетворительные результаты.

К сожалению, мы не можем здесь останавливаться дольше на блестящих по замыслу и исполнению работах Вуда; скажем лишь, что его усовершенствования легли в основу дальнейших исследований над дисперсией в парах щелочных металлов.

При помощи призматического метода Вуда исследования над Na и другими щелочными металлами продолжал Биван.[2] Он наблюдал и измерял аномальную дисперсию в парах Na, K, Rb, причем старание его направлялось главным образом на то, чтобы захватить в круг исследования возможно большее число линий. В спектре поглощения паров щелочных металлов, кроме линейчатых полос, имеются только линии главной серии. Каждая линия состоит из двойника. У Na первый член серии представляет двойник D_2 D_1, и, как известно из опытов Вуда, он имеет наибольшее, почти исключительное влияние на дисперсию в парах Na. То же самое и у K и у Rb. Из чисел, данных Биваном, видно, что влияние первого двойника главной серии в 250—500 раз больше второго, второго — в 7—10 раз больше третьего.

[1] F. B. Jewett, Phil. Mag., **4**, p. 546, 1902.

[2] P. V. Bevan, Proc. R. Soc., **83**, p. 421; **84**, p. 209, 1910; **85**, p. 54, 1911.

В Na измерена дисперсия в первых трех двойниках и наблюдена еще в следующих двух. Наиболее длинный ряд имеется для Rb: измерения для шести двойников, причем здесь (как и в K) для многих двойников делались измерения около каждой линии, так что получается формула Зеллмейера с восемью членами (последние два двойника не вводятся, так как измерены очень неточно). Для рубидия отношение констант линий каждого двойника приблизительно одинаково для всех двойников. Интересно также отметить, что отношение констант двух последующих двойников серии несколько изменяется с температурой (или плотностью) паров.

Лориа[1] впервые применил к точному изучению дисперсии вблизи линий поглощения метод Пуччианти, единственно могущий дать надежные результаты. Исследования Лориа так близко стоят к этой работе, что мне неоднократно придется касаться их в дальнейшем изложении.

C. Цель работы

Данная работа начата была давно, но в силу некоторых причин, от меня не зависевших, прерывалась на целые годы. Все, что сделано было до осени прошлого (1910) года, можно считать только предварительной стадией работы, когда мне удалось получить все необходимые ценные приборы, благодаря любезности профессоров И. И. Боргмана, С. Я. Терешина и А. А. Иванова, которым я приношу выражение искренней моей благодарности. Но быстрое дальнейшее движение моих исследований было бы невозможно без той деятельной помощи, какую оказал мне неизменный сотрудник последнего года моей работы А. П. Афанасьев. К нему обращаю я здесь слово глубокой моей признательности. Появившееся в 1909 г. исследование Лориа, касающееся

[1] St. Loria, Bull. Acad. Cracovie, 1909, p. 39; Ann. d. Phys, **30**, p. 240, 1909.

того же вопроса и шедшее тем же методом, не аннулировало моей работы, так как предварительно добытые мною результаты показали, что мне удастся подойти с достаточно точными измерениями приблизительно в 30 раз ближе к линиям поглощения, в непосредственной близости к которым измерения становятся наиболее интересными.

Общие соображения, высказанные во Введении, побудили меня заняться исследованием дисперсии газов вблизи линий и полос поглощения. Большая сложность явления дисперсии в линейчато-полосатых спектрах поглощения (например Br), где трудно ожидать независимости каждого отдельного вибратора от остальных, заставляет обратиться сначала к более простому случаю дисперсии в парах щелочных металлов. В частности, натрий по техническим условиям является из них наиболее удобным.

Спектр поглощения паров Na, как показал в многочисленных наблюдениях Вуд[1] (и Клинкскельс),[2] чрезвычайно сложен. Это, в сущности, тоже линейчато-полосатый спектр. Перед другими линейчато-полосатыми спектрами (вроде брома) он имеет то преимущество, что среди сложного полосатого спектра имеются громадной интенсивности линии поглощения, соответствующие главной серии спектра. При малых плотностях пара полосатый спектр с трудом можно констатировать; на дисперсию в этих условиях, как я убедился, он не имеет заметного влияния. Далее, первые члены главной серии чрезвычайно широко расставлены, так что дисперсия вблизи одной линии поглощения не может оказать заметного влияния на дисперсию вблизи другой. Как бы ни была сложна вибрирующая система, на что указывает Вуд в своих исследованиях по флюоресценции, представляется все-таки экспериментальная возможность изучить количе-

---

[1] R. W. Wood, Phil. Mag., **3**, p. 359, 1902; **15**, p. 581, 1908; **16**, p. 945, 1908. — R. W. Wood a. J. H. Moore, Phil. Mag., **6**, p. 362, 1903.

[2] G. B. Clinkscales, Phys. Rev., **30**, p. 594, 1910.

ственно дисперсию в сравнительно простом случае, около двух только линий поглощения. Я и поставил своей задачей попытаться проследить ход дисперсии как можно ближе к линиям D_2 и D_1, определить возможную точность измерений и возможные погрешности. Работа моя далеко еще не окончена, не все средства исчерпаны. Но полученные результаты имеют настолько определенный характер, что мне казалось правильным в этой стадии формулировать и опубликовать их.

I. КОНЕЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРИЙ ДИСПЕРСИИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАДАЧИ

1. Конечные результаты теорий дисперсии, которые развили П. Друде, В. Фогт, Г. Лоренц и М. Планк, основываясь на электромагнитной теории света и пользуясь принципами, установленными еще Гельмгольцем, можно представить в следующем простом виде:

$$n^2 - k^2 = 1 + \sum \frac{a(\lambda^2 - \lambda'^2)\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2 + b^2\lambda^2}, \tag{1}$$

$$2nk = \sum \frac{ab\lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda'^2)^2 + b^2\lambda^2}. \tag{2}$$

Здесь n — показатель преломления, k — коэффициент поглощения. Значение k определяется по формуле

$$I = I_0 e^{-\frac{4\pi k}{\lambda} d}, \tag{3}$$

где I_0 — интенсивность луча света, падающего на тело; I — интенсивность его, когда он прошел через слой толщины d. Как в этой формуле, так и во всех остальных λ означает длину волны в эфире. В каждом члене сумм Σ нужно дать константам a, b, λ' особую величину. Значение их несколько различно для разных теорий.

Для большей ясности напишем уравнение колебания одного вибратора для одной координаты

$$m\xi'' + h\xi' + f\xi = \frac{e}{c}\left(X + 4\pi\alpha N \frac{e}{c}\xi\right), \tag{4}$$

где ξ — составляющая элонгации вибратора; m — его масса; $f\xi$ — квази-эластическая сила, притягивающая вибратор к началу координат пропорционально расстоянию; e — заряд его в электромагнитных единицах, почему эта величина и разделена на c — скорость света; X — электрическая сила; N — число вибраторов в 1 $см^3$. Величина h определяет затухание вибратора, пропорциональное скорости.

Теория Друде—Фогта полагает $\alpha = 0$, т. е. не учитывает влияния соседних вибраторов на рассматриваемый.

Лоренц оставляет из осторожности коэффициент α неопределенным, указывая на то, что в некоторых теоретически простых случаях он равен $^1/_3$.

Планк[1] построил свою теорию для колебаний диполя, но она легко приводится к уравнению (4), если ее применить к специальному случаю колебания одной частицы с зарядом e и массой m. Он полагает $\alpha = \frac{1}{3}$.

Если вибратор помещен вдали от соседних вибраторов, не подвергается действию электрического поля и колебания его не затухают, то длина волны его собственных колебаний определяется из уравнения

$$\lambda_0^2 = 4\pi^2 c^2 \frac{m}{f}. \qquad (5)$$

В теории Друде—Фогта в формулах (1) и (2)

$$\lambda'^2 = \lambda_0^2; \quad a = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\pi}; \quad b = \frac{h}{m} \cdot \frac{\lambda_0^2}{2\pi c}. \qquad (6)$$

В теории Лоренца

$$\lambda'^2 = \lambda_0^2 (1 + \alpha a); \quad a = \frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\lambda'^2}{\pi}; \quad b = \frac{h}{m} \cdot \frac{\lambda'^2}{2\pi c}. \qquad (7)$$

В теории Планка получается то же формальное значение коэффициентов, как и у Лоренца, только h имеет специальное физическое значение. Если предположить, что колебания

---

[1] M. Plank, Ber. Berl. Akad., 1902.

вибраторов затухают исключительно вследствие лучеиспускания, то в (4) получится член затухания, пропорциональный третьей производной элонгации по времени. Этого вопроса, равно как и предположения Лоренца относительно механизма затухания, а следовательно, специального значения коэффициента h я не касаюсь, так как в дальнейшем важно только установить пределы величины b, как они получаются из опыта.

2. Упрощение формул. Формулы (1) и (2) чрезвычайно сложны, и существенно установить, до какой степени можно их упростить в тех условиях, в каких производились измерения.

Как уже было указано, спектр поглощения паров Na очень сложен и состоит из интенсивных линий поглощения, принадлежащих главной серии, и линейчатых полос.

Вуд нашел уже, что дисперсия в видимом спектре обусловливается исключительно линиями поглощения D_2 и D_1; остальные линии слишком далеко отстоят и слишком слабы, чтобы оказать вблизи линий D_2 и D_1 заметное влияние. Действительно, из фотографий Вуда и из чисел Бивана видно, что дисперсия даже вблизи линий главной серии, лежащих в ультрафиолетовой части спектра, чрезвычайно мала сравнительно с дисперсией около D_2 и D_1. С инфракрасной стороны линии главной серии, соответствующей $n=2$ по формуле Кайзера и Рунге, не может быть. Во всяком случае, она до сих пор не наблюдалась в исследованных частях инфракрасного спектра. Вуд также не заметил дисперсии в линейчато-полосатом спектре поглощения. Несмотря на более удобный и чувствительный метод, мне также не удалось пока констатировать дисперсию при отдельных линиях полосатого спектра. При самых больших плотностях паров, которых я достигал, полосатый спектр едва выступал, дисперсии около отдельных линий, вследствие слабости спектра, еще нельзя было констатировать. Так как измере-

ния производились при чрезвычайно малых плотностях паров, то как поглощением, так и дисперсией линейчато-полосатого спектра можно пренебречь.

Таким образом, вблизи от линий D_2 и D_1, но все-таки настолько далеко от них, что поглощения практически нет, можно положить все b равными 0, и, следовательно, $k=0$. Формула (1) дает

$$n^2 = 1 + \sum \frac{a\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} + \frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}; \qquad (8)$$

здесь уже из Σ выделены линии $D_2(a_1, \lambda_1)$ и $D_1(a_2, \lambda_2)$.

Так как в Σ все λ' очень далеки от D_2 и D_1 и соответствующие константы очень малы, то во всяком случае можно положить Σ равной очень малой величине $2p$, которая от λ_0 не зависит. Действительно, соседние линии поглощения очень далеки и потому могут дать только „нормальную“ дисперсию. А для исследуемой узкой части спектра „нормальная“ дисперсия ничтожно мала сравнительно с „аномальной“ дисперсией около D_2 и D_1. Следовательно,

$$n^2 = 1 + 2p + \frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}.$$

Наибольшая измеренная величина n была 1.0000536; следовательно, можно положить $n^2 = 1 + 2(n-1)$ и потому

$$n - 1 - p = \frac{1}{2} \cdot \frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}. \qquad (9)$$

При $\lambda < \lambda_2 < \lambda_1$ правая часть равенства имеет отрицательный знак, при $\lambda > \lambda_1 > \lambda_2$ — положительный, а p имеет всегда одинаковый знак. Если бы p было велико сравнительно с правой частью равенства, то $n-1$ получило бы или положительный, или отрицательный знак как справа, так и слева от линий D_2 и D_1. На самом деле $n-1$ всегда было справа и слева противоположных знаков; интерференционные полосы изгибались в противоположные стороны и притом, на взгляд, симметрично относительно первоначального положения полосы, даже при больших плотностях пара,

когда изгибы вблизи линий были громадны. Это указывает на незначительность величины p.

3. Влияние поглощения на дисперсию. Формулой (9) можно пользоваться с целью сравнения полученных численных значений $n-1$ для отдельных λ с теорией, но для этого нужно установить, что она дает достаточное приближение. Теоретические отступления от (9) могут быть только в непосредственной близости к линиям поглощения, где может уже сказаться влияние поглощения на дисперсию. Возьмем сначала наиболее простой вид формул Друде—Фогта. Ограничимся одной более интенсивной линией поглощения D_2, пренебрегая влиянием D_1 на ход дисперсии в непосредственной близости от D_2. Можно положить $\lambda = \lambda_1$ там, где эти величины не встречаются в разности $\lambda - \lambda_1$. Обозначая $\lambda - \lambda_1 = \delta$, следовательно $\lambda^2 - \lambda_1^2 = 2\lambda_1\delta$, получим

$$n^2 - k^2 = 1 + \frac{a_1 2\lambda_1 \cdot \delta\lambda_1^2}{4\lambda_1^2\delta^2 + b_1^2\lambda_1^2},$$

$$2nk = \frac{a_1 b_1 \lambda_1^3}{4\lambda_1^2\delta^2 + b_1^2\lambda_1^2}$$

или, полагая

$$\frac{a_1\lambda_1}{2} = \mu; \qquad \frac{b_1}{2} = \nu;$$

$$n^2 - k^2 = 1 + \frac{\mu\delta}{\delta^2 + \nu^2}; \tag{10}$$

$$2nk = \frac{\mu\nu}{\delta^2 + \nu^2}. \tag{11}$$

Для вычисления *порядка* величин ν можно положить в (11) $n=1$:

$$k = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu\nu}{\delta^2 + \nu^2}. \tag{12}$$

Пределы для величины ν можно вычислить, зная ширину линии поглощения. Для измеренной кривой, соответствующей наибольшей плотности паров, ширина линии поглощения $= 0.29$ Å, $a_1 = 4.23 \cdot 10^{-8}$. Здесь, как и всюду далее,

длины волн даются в единице Ангстрема, обозначаемой буквой Å. Для определения ширины линии поглощения установка производится на края линии, где происходит быстрый переход от очень малой интенсивности света, прошедшего через слой паров Na, к большой, почему линия и кажется резко ограниченной. При этом, считая от середины линии, $\delta = \frac{0.29}{2} = 0.15$ Å. Ближе к середине линии интенсивность света быстро падает; при $\delta = 0.1$ Å несомненно $\frac{I}{I_0} < 0.1$ [см. (3)]. При $\delta = 0.2$ Å несомненно $\frac{I}{I_0} > 0.1$. Это дает пределы для k, если воспользоваться формулой (3).

При $\delta = 0.1$ A

$$\frac{4\pi kd}{\lambda} \lg e > 1, \quad k > 1.36 \cdot 10^{-6}.$$

При $\delta = 0.2$ Å

$$\frac{4\pi kd}{\lambda} \lg e < 1, \quad k < 1.36 \cdot 10^{-6}.$$

$$\mu = \frac{a_1 \lambda_1}{2} = 1.25 \cdot 10^{-12}.$$

Из (12) получится

$$\nu \gtrless 2.18 \cdot 10^6 \delta^2,$$

или

$$8.7 \cdot 10^{-12} > \nu > 2.2 \cdot 10^{-12}.$$

Как видно, μ и ν очень малы сравнительно с δ, даже при $\delta = 0.1$ Å $= 10^{-9}$ см (в дальнейшем наименьшая встречающаяся величина $\delta = 0.4$ Å).

Если возьмем наибольшую величину $\nu = 8.7 \cdot 10^{-12}$, то для $\delta = 0.1$ Å получим

$$k = 5.44 \cdot 10^{-6}, \quad k^2 = 3 \cdot 10^{-11}.$$

Наименьшая измеренная величина $n - 1 = 1 \cdot 10^{-7}$; следовательно, в формуле (10) можно пренебречь k^2 рядом

с n^2-1 и ν^2 рядом с δ^2. Тогда ввиду малости измеренных показателей преломления

$$n-1=\frac{1}{2}\cdot\frac{\mu}{\delta},$$

а это и дает (9) для одной линии, если положим $p=0$, $\lambda-\lambda_1=\delta$ и λ приближенно $=\lambda_1$.

Таким образом, в тех областях спектра, где были произведены измерения, для сравнения с теорией можно пользоваться формулой (9).

Интересно было вычислить, зная μ и задав ν, некоторое среднее значение $=5\cdot10^{-12}$, величину и положение в спектре $n_{max.}$ и $n_{min.}$. Если обычным путем искать максимумы и минимумы n и k в формулах (10) и (11), то получается уравнение третьей степени

$$\left(\frac{\delta}{\nu}\right)^3+3\frac{\mu}{4\nu}\left(\frac{\delta}{\nu}\right)^2-\left(\frac{\delta}{\nu}\right)\frac{\mu}{4\nu}=0,$$

куда входят только отношения $\frac{\delta}{\nu}$ и $\frac{\mu}{4\nu}$.

Три корня этого уравнения дают соответственно $\frac{\delta}{\nu}$ для $n_{max.}$, $n_{min.}$ и $k_{max.}$; зная $\frac{\delta}{\nu}$, легко вычислить n и k. Получаются табл. 1 и 2.

В этих таблицах каждой величине $n_{max.}$, $k_{max.}$ и $n_{min.}$ соответствует тройной столбец, дающий $\frac{\delta}{\nu}$, n, k при определенном $\frac{\mu}{\nu}$. n и k вычислены для соответствующего $\frac{\delta}{\nu}$ в тройном столбце.

Прежде всего видно, что для $\frac{\mu}{\nu}=\frac{1.25\cdot10^{-12}}{5\cdot10^{-12}}=0.25$ величина n очень мало отличается от 1, что и оправдывает применение (12) для вычисления порядка ν. Далее, из обеих таблиц следует, что δ для $n_{max.}$ и $n_{min.}$ очень близко к ν, если только значение $\frac{\mu}{\nu}$ не принимается слишком большим. В нашем случае $\delta=\nu=5\cdot10^{-12}=5\cdot10^{-4}$ Å, т. е. величина, которую не может разрешить никакой спектральный аппарат.

ТАБЛИЦА 1

По формулам Друде—Фогта

$\frac{\mu}{\nu}$	$n_{max.}$			$k_{max.}$			$n_{min.}$		
	$\frac{\delta}{\nu}$	n	k	$\frac{\delta}{\nu}$	n	k	$\frac{\delta}{\nu}$	n	k
0.1	0.98	1.00	0.03	—0.03	1.00	0.05	—1.03	1.00	0.02
0.4	0.91	1.10	0.10	—0.10	0.99	0.20	—1.12	0.89	0.11
1.0	0.82	1.24	0.24	—0.24	0.95	0.47	—1.35	0.76	0.23
4.0	0.67	1.84	0.74	—0.46	1.18	1.39	—3.21	0.36	0.50

ТАБЛИЦА 2

По формулам Лоренца—Планка

$\frac{}{\nu}$	$n_{max.}$			$k_{max.}$			$n_{min.}$		
	$\frac{\delta}{\nu}$	n	k	$\frac{\delta}{\nu}$	n	k	$\frac{\delta}{\nu}$	n	k
0.1	1.01	1.00	0.03	+0.01	1.00	0.05	—0.99	1.00	0.02
0.4	1.05	1.10	0.10	+0.03	0.99	0.20	—0.99	0.89	0.11
1.0	1.16	1.24	0.24	+0.04	0.95	0.47	—1.02	0.76	0.23
4.0	2.01	1.84	0.75	+0.87	1.18	1.39	—1.88	0.36	0.50

Для того чтобы наблюдать $n_{max.}$ и $n_{min.}$, если только верна теория, необходимо работать при большой плотности паров, когда ν велико, и нужно при этом иметь пары в чрезвычайно тонком слое, так как k очень велико.

В формуле (7) теории Лоренца—Планка мы имеем

$$\lambda'^2 = \lambda_1^2 \left(1 + \frac{a_1}{3}\right),$$

если положить $\alpha = \frac{1}{3}$.

Отсюда легко вычисляется для $a_1 = 4.23 \cdot 10^{-8}$

$$\lambda' - \lambda_1 = 4 \cdot 10^{-5}\ \text{Å},$$

что является величиной исчезающе малой.

Таким образом, для нашей цели количественно нет разницы между формулами Друде—Фогта и Лоренца—Планка; передвижение линий лучеиспускания и линий поглощения при увеличении давления теория Лоренца количественно не может объяснить ни на основании предыдущей формулы, ни на основании последних соображений Лоренца.[1]

Чтобы покончить с вопросом о величине ν, сравним уже полученные величины $\mu = 1.25 \cdot 10^{-10}$ и $\nu = 2-9 \cdot 10^{-12}$ с аналогичными величинами, которые Гейгер[2] вычислил, с одной стороны (μ) из вращения плоскости поляризации в магнитном поле в пламени бунзеновской горелки с парами Na, с другой стороны (ν) — тоже из ширины линий поглощения:

$$\mu = 1.39 \cdot 10^{-12}; \quad \nu = 15.1 \cdot 10^{-10},$$

ширина линии $D_2 = 0.51$ Å. При том же приблизительно μ, как и здесь, ν больше приблизительно в 200 раз. Вычислив порядок ν, как это сделано было выше, можно найти $\nu = 6-14 \cdot 10^{-11}$. Порядок величины у Гейгера неправильный. Если дать ν такую величину, какую он получает, то $\frac{I}{I_0}$ очень мало даже при $\delta = 0.9$ Å, и ширина полосы должна бы быть около 1.8 Å, т. е. почти в четыре раза больше, чем Гейгер наблюдал ее на самом деле. Но и при более правильном вычислении видно, что величина ν при том же приблизительном содержании[3] Na в пламени, т. е. при атмосферном давлении, значительно больше, чем в пустоте (приблизительно в 20 раз). Явление это вполне аналогично наблюденному К. Ангстремом увеличению поглощения света в CO при увеличении давления посторонним газом.

---

[1] H. A. Lorentz, Proc. Amsterd. Acad., **8**, p. 591, 1905—1906.

[2] L. Geiger, Ann. d. Phys., **23**, p. 758, 1907; Nachtrag **24**, p. 597, 1907.

[3] Напомним, что a_1 пропорционально числу вибраторов в 1 см^3, т. е. „плотности" вибраторов.

Если считать, что край линии поглощения как у D_2, так и у D_1 соответствует одной величине коэффициента поглощения k, то можно вычислить $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ для линий D_2 и D_1. По одному снимку $\frac{\nu_2}{\nu_1}=0.68$, по другому (для более плотных паров) 0.9. Здесь ν_2 соответствует D_1.

4. *Формула Зеллмейера и ее основание.* Таким образом, задача заключается в том, чтобы сравнить экспериментально полученные величины $n-1$ при определенных λ с теоретической формулой

$$n=1+\frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1{}^2}+\frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_2{}^2}. \qquad (9')$$

См. формулу (9), где положено $p=0$ и вместо прежних $\frac{a_1}{2}$, $\frac{a_2}{2}$ поставлены a_1, a_2.

Эта формула собственно есть формула Зеллмейера,[1] примененная к двум вибраторам.

Она получается, если уравнение колебания вибратора написать в виде

$$m\xi''+f\xi=\frac{e}{c}X.$$

Следовательно, целью проверки является член $f\xi$, т. е. предположение, что вибратор притягивается к положению равновесия пропорционально расстоянию.

Предположение это оправдывается следующими доводами.

Все уравнения, входящие в теорию, должны быть линейны, если оптические явления должны быть независимы от интенсивности света. Такая же зависимость до сих пор не наблюдалась.

Если мы представим себе, что вся молекула с рассматриваемыми вибраторами находится в устойчивом равновесии,

[1] W. Sellmeyer, Pogg. Ann., **145**, pp. 399, 520, 1872; **147**, pp. 386, 525, 1872.

и выведем один вибратор из положения равновесия на очень небольшую сравнительно с размерами молекулы величину, то вибратор будет стремиться вернуться назад в прежнее положение. Притягивающая сила есть функция элонгации, и, разложив функцию в ряд по формуле Тайлора, ввиду малости элонгации можно ограничиться первым членом, пропорциональным элонгации.

5. *Возможная неправильность основания формулы Зеллмейера.* Оба приведенных довода не необходимы.

Совершенно не известно, сохраняется ли независимость оптических явлений от интенсивности света при очень близком резонансе между колебаниями падающей волны и вибратора, когда амплитуда вибратора достигает значительных величин.

Объяснение явления флюоресценции, механизм которого до сих пор совершенно не известен [4], должно сильно осложнить теорию, так как несомненно, что это явление нельзя рассматривать только как лучеиспускание синхронно колеблющихся вибраторов.

Наблюдения Вуда над флюоресценцией паров натрия (и иода) указывают на сложную структуру вибратора. При возбуждении флюоресценции сине-зеленым светом, поглощение которого обусловливается спектром линейчато-полосатым, получаются в спектре флюоресценции также линии D_2 и D_1. Пока нет механизма, объясняющего это явление, но, повидимому, отсюда следует, что фактор, дающий D_2, нельзя рассматривать совершенно независимо от фактора, дающего D_1. Если рассматривать зависимость между D_2 и D_1 как связь между соответствующими вибраторами, то такая связь вносит в теорию различные осложнения, и уравнения колебания электрона уже перестают быть правильными. С другой стороны, трудно представить себе линейную связь между заряженными вибраторами, которые отталкиваются по закону Кулона. Еще яснее была бы зависимость между вибраторами, соответствующими D_2 и D_1, если бы линия D_1 появилась

в спектре флюоресценции при возбуждении светом, заключающим только D_2. Этот опыт, предпринятый Вудом, пока еще не осуществлен, вероятно, вследствие невозможности получить достаточно интенсивный луч света, удовлетворяющий этому требованию.

С чисто экспериментальной точки зрения возникают сомнения в правильности формулы Зеллмейера по следующим причинам.

Опыты Вуда указывают на несоответствие теории вращения плоскости поляризации в магнитном поле с данными, полученными в очень плотных парах Na вблизи линий D_2 и D_1 и между линиями. А эта теория, как известно, основана на теории дисперсии.

Наблюдая дисперсию в очень плотных парах Na, я был удивлен видом линий поглощения D_2 и D_1. Плотность паров была настолько велика, что линии чрезвычайно расширились, между ними оставалась только узкая светлая (приблизительно в 1 Å) полоса. Через ветвь интерферометра, в которой не было паров Na, свет проходил в спектроскоп без поглощения; поэтому на широкие линии поглощения налагались тонкие линии самопоглощения, которые почти всегда видны в спектре вольтовой дуги, освещавшей интерферометр. Эти тонкие линии самопоглощения не находились в середине широких расплывшихся линий поглощения. Широкая линия D_2 была сильно сдвинута в сторону малых λ, а D_1, хотя и меньше, но отчетливо — в другую сторону. D_2 была расплывчата в сторону малых λ, D_1 — в обратную; более резкие их края находились почти рядом. Вся картина имела такой вид, как будто обе линии отталкивались друг от друга, и это давало смутное представление о зависимости линий друг от друга. Явление было сфотографировано при более благоприятных условиях, когда в спектре не было наложенного пучка света от второй ветви интерферометра, и затем измерено. Середина D_2 (если только можно говорить о середине очень широкой и несимметрично расплыв-

шейся полосы поглощения) оказалась сдвинутой приблизительно на 1 Å в сторону малых λ, а D_1 — на 0.3 Å в обратную. Этот факт расширения или смещения двух линий в противоположные стороны не предусматривается ни одной теорией.

Как бы ни были естественны и наглядны на первый взгляд предположения, поставленные в основу формулы Зеллмейера, приведенные соображения и факты указывают, что экспериментальная проверка их совершенно необходима.

II. МЕТОД И ПРИБОРЫ

1. Метод Пуччианти. Все наблюдения и измерения производились по методу Пуччианти.[1] Сущность этого метода заключается в следующем. Два когерентных белых пучка света, интерферируя, дают горизонтальные интерференционные полосы на вертикальной щели спектроскопа. Тогда в окуляре спектроскопа виден спектр с горизонтальными интерференционными полосами. Центральная белая полоса, соответствующая нулю разности хода, строго горизонтальна. Полосы высших порядков наклонны, так как разность хода пропорциональна длине волны; для красных лучей она больше, чем для фиолетовых; следовательно, расстояние между полосами в красной части спектра будет больше, чем в фиолетовой. Возьмем ось y в вертикальном направлении снизу вверх, параллельно щели. Разность хода Δ изменяется вдоль щели; пусть для нулевой полосы $y=0$, и предположим, что Δ пропорциональна y

$$\Delta = by.$$

Для первой полосы $\Delta=\lambda$, для второй $\Delta=2\lambda$, и т. д. Ясно, что

$$by_k = k\lambda,$$

если обозначим через y_k ординату k-той полосы. Для нулевой полосы $y=0$. Если на пути одного из лучей поместить

[1] L. Puccianti, Nuov. Cim., 2, p. 257, 1901.

пластинку преломляющего вещества толщины d с показателем преломления n, то будет введена разность хода $-(n-1)d$, и опять для нулевой полосы $\Delta-(n-1)d=0$, для первой $=\lambda$, для второй $=2\lambda$, и т. д.

$$\Delta-(n-1)d=k\lambda; \quad by'_k-(n-1)d=k\lambda,$$

если обозначим через y'_k ординату k-той полосы после введения пластинки. Для нулевой полосы $y'_0=\frac{(n-1)\cdot d}{b}$. До введения пластинки $y_0=0$; значит, полоса нулевого порядка переместилась. Если положим $n-1=f(\lambda)$, то ясно, что в спектроскопе нулевая полоса прямо начертит кривую $y_0=\frac{f(\lambda)d}{b}$, которая дает показатель преломления как функцию длины волны. Масштаб кривой зависит от величины d и b.

Интересно, что этот метод, простой, элегантный и чувствительный, был предложен в 1875 г. Е. Махом и применялся (только качественно) Г. Ознобишиным.[1] В качестве интерференционного аппарата употреблялись различные приборы, например: бипризма Френеля, две щели, интерферометр Жамена и т. д. На пути одного из лучей помещалась тонкая пластинка сильно поглощающего вещества; в спектроскопе наблюдались характерные изгибы кривой аномальной дисперсии. С тех пор этот метод был забыт, и через 30 только лет, не зная, повидимому, об опытах Маха и Ознобишина, его вновь применил Пуччианти.

Вуд пользовался интерференционным методом для измерения дисперсии в парах Na в обыкновенном виде. Интерферометр освещался монохроматическим светом (спектральные линии He или Hg). Число полос, которые проходили через поле зрения при нагревании трубки с Na до определенной температуры, точно сосчитывалось. Эти абсолютные определения были сделаны при разных температурах для двух

---

[1] G. v. Osnobischin u. E. Mach, Carl's Rep., **11**, p. 178, 1875.

спектральных линий. Для того чтобы получить показатели преломления для других длин волн, определялись относительные показатели преломления. Интерферометр освещался двумя источниками света: один давал уже исследованную линию, другой — более или менее монохроматический пучок от монохроматора. Два наблюдателя в двух зрительных трубах наблюдали перемещения систем полос, соответствующих двум источникам света. Относительное число прошедших полос давало относительные показатели преломления. Главный недостаток последнего способа заключается в невозможности получить достаточно интенсивный и достаточно монохроматичный пучок света (монохроматором служил спектроскоп с двумя призмами в 45°), следовательно в неточности определения соответствующей длины волны. Другой недостаток — необходимость отдельного длинного опыта, сопровождаемого нагреванием трубки, для каждого измерения.

Благоприятнее были условия опыта у Лориа, который пользовался методом Пуччианти. Он измерял непосредственно длины волн в спектре и перемещения полос при одном нагреве трубки. Но и здесь давало себя знать уже указанное неудобство: опыт был слишком продолжителен. Трудно так долго поддерживать температуру постоянной, а при небольшом повышении температуры плотность насыщающих паров изменяется значительно.

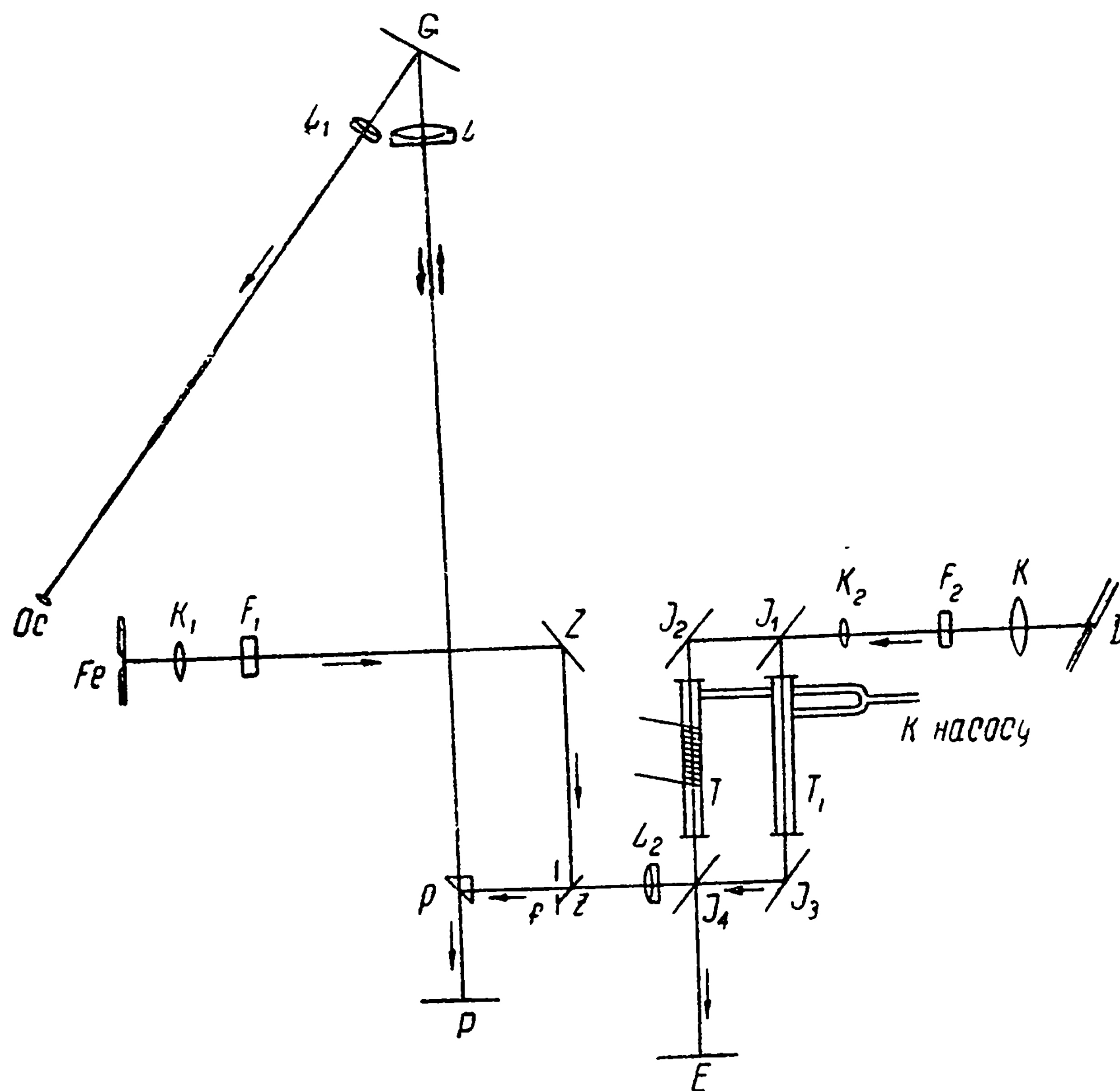
Несомненно наиболее выгодно сфотографировать кривую дисперсии, как она получается в спектрографе по методу Пуччианти, и затем подвергнуть спектрограмму тщательному измерению.

Все дальнейшие приведенные измерения сделаны на спектрограммах.

Расположение приборов видно из фиг. 1.

Белый свет от кратера вольтовой дуги D проходит через интерферометр J_1, J_2, J_3, J_4 и дает горизонтальные интерференционные полосы на вертикальной щели f спектографа.

2. *Интерферометр.* Интерферометр и спектрограф представляют самые важные части схемы. Были испробованы три типа интерферометров. В предварительной стадии работы употреблялся интерферометр Майкельсона исключительно потому, что построить этот прибор было проще и дешевле всего, если не предъявлять к нему требований как к изме-



Фиг. 1.

рительному прибору, т. е. отказаться от точного параллельного передвижения одного из зеркал. Одно из зеркал было монтировано на суппорте от токарного станка, остальные оставались неподвижными. Хотя с этим интерферометром и можно было проделать некоторые предварительные измерения и получить несколько удовлетворительных снимков, однако скоро выяснилось, что он слишком подвержен температурным воздействиям. Полосы в спектроскопе непрерывно перемещались уже

вследствие того, что в комнате горела вольтова дуга и температура повышалась. Когда же, вдобавок, внутри интерферометра нагревалась трубка с Na; то наилучшим результатом, который можно было получить, было передвижение полос на одну в четверть часа. Несомненно, что интерферометр Майкельсона с хорошим устройством механических частей и при тщательном ограждении от нагревания дал бы, как в опытах Лориа, удовлетворительные результаты, но проще было обратиться к интерферометру Жамена, который по своей конструкции должен менее зависеть от изменений температуры.

Для того чтобы раздвинуть пучки света в интерферометре Жамена на значительное расстояние, стекла его должны быть толсты, и соответственно длина их должна быть велика. У меня в руках были[1] плоскопараллельные пластинки длины 10 см, толщины 5 см и высоты 4 см; расстояние между пучками 3.8 см. Пластинки были покрыты сзади толстым слоем серебра, спереди половина пластинки посеребрена полупрозрачным слоем. Этот интерферометр дал значительно лучшие результаты; тем не менее полосы все-таки передвигались.

Легко было заметить, что здесь в особенности было вредно нагревание самих стекол. Если даже температурные условия безупречны, перемещение полос может быть вызвано механическими причинами, например тряской здания. Поэтому время экспозиции при фотографировании должно быть по возможности коротким, во всяком случае не больше одной минуты, что требует сильного источника света. Для этой цели служила дуга в 25—30 амп., и легко себе представить, что луч от дуги (хотя и пропущенный через водяной фильтр), сконцентрированный линзой, заметно прогревал стекла. Масса стекла каждой пластинки была велика, поэтому конца

---

[1] Благодаря любезности проф. Липпмана, в лаборатории которого была сделана часть подготовительных работ.

прогревания почти невозможно было дождаться; полосы двигались со скоростью 1 полоса в $^3/_4$ часа. Этому обстоятельству легко было помочь, отделив переднюю поверхность пластинки от задней, т. е. взяв вместо одной толстой пластинки две тонких.

Схема измененного интерферометра Жамена [5] видна на фиг. 1. Это — четыре стекла J_1, J_2, J_3, J_4, установленных параллельно друг другу. J_2 и J_3 покрыты толстым слоем серебра, J_1 и J_4 — полупрозрачным. J_1 и J_2 монтированы на одной подставке, так же как и J_3 и J_4. Каждая пара соответствует одному стеклу интерферометра Жамена. Вся установка вполне соответствует типу Жамена и потому сохраняет его преимущества, т. е. близость зеркал каждой пары друг к другу и параллельность хода лучей. Оба зеркала каждой пары находятся в одинаковых температурных условиях; расширение подставки, соединяющей обе пары, не имеет значения, так как оба луча удлиняются одинаково. Выигрыш заключается в том, что интенсивный свет проходит только через тонкую (3 мм) пластинку J_1 (и J_4), которая быстро прогревается и затем уже не меняет температуры в течение долгого времени. Но нагревание не настолько велико, чтобы сколько-нибудь исказить интерференционную картину. Действительно, этот тип интерферометра дает в течение часов почти абсолютно неподвижные полосы, так что несомненно во время 40-секундной съемки полосы оставались неподвижными. Другое преимущество заключается в том, что можно в широких пределах изменять расстояние между J_1 и J_2 (соответственно J_3 и J_4) и, следовательно, между двумя интерферирующими лучами.

J_1 и (J_4) передвигаются от руки на салазках. После того как расстояния J_1J_2 и J_3J_4 сделаны одинаковыми, в каждой паре зеркала должны быть установлены параллельно друг другу, для чего J_2 и J_4 снабжены тремя установочными винтами. Каждая пара помещается перед большим объективом спектрографа, и по методу аутоколлимации, с сильно

увеличивающим окуляром, установку можно сделать с такой точностью, с какой позволяют размеры и качество пластинки. Размеры дают возможность установки до 2″, но качества пластинок не были высоки. Они были не очень плоски и не очень плоскопараллельны (клин 5—6″); поэтому точность установки на параллельность не превышала 5—6″. Остается установить строго $J_1 J_2 = J_3 J_4$. Хорошее передвижение одного из зеркал параллельно самому себе позволило бы достигнуть последнего результата очень быстро; в моем интерферометре этого дорогого приспособления не было. Установка делалась очень сложным путем и очень медленно, и на ней не стоит останавливаться. В результате получаются очень резкие горизонтальные интерференционные полосы. Испытание интерферометра в течение 8 месяцев работы показало, что он вполне удовлетворяет поставленным условиям и при усовершенствовании некоторых механических частей был бы почти идеальным прибором[1] для работ с интенсивными источниками света.

В интерферометре этого типа, как вообще в интерферометрах типа Маха (Цейсс), есть еще одно преимущество. Каждый интерферометр дает две пары интерферирующих лучей. В интерферометре Майкельсона одна пара падает назад в источник света, здесь же обе пары можно утилизировать. По направлению $J_3 J_4$ полосы проектируются линзой на щель f. Они очень малы (расстояние между полосами около 1 мм) и заслонены от наблюдателя некоторыми другими частями установки. Поэтому удобно было использовать другую интерферирующую пару, которая по направлению $J_2 J_4$ дает теневой проекцией большую интерференционную картину на экране E.

Расстояние между полосами так велико (около 1.5 см), и они так ярки, что за ними можно следить даже с проти-

[1] Интерферометр конструирован был по моим указаниям А. Жобеном в Париже.

воположного конца комнаты. Перед началом первой экспозиции и по окончании последней отмечалось положение центральной белой полосы и оценивалась наглаз величина перемещения в долях полосы. Когда опыт был в полном ходу, т. е. горела непрерывно дуга и нагревалась трубка с Na, перемещения практически не было в течение нескольких часов. Когда дуга потухала или прекращалось нагревание, полосы перемещались, редко больше чем на половину полосы, чаще — значительно меньше.

3. Спектрограф. Часто делается та ошибка, что в поисках за слабой аномальной дисперсией около тонкой линии поглощения употребляется при методе, чувствительном к изменениям показателя преломления, спектроскоп малой разрешающей силы. Показатель преломления вблизи линии поглощения растет чрезвычайно быстро, так что при малой плотности паров Na кажется, что интерференционные полосы не прерываются, а пускают вверх и вниз два чрезвычайно тонких отростка, почти вплотную прилегающих к линии поглощения. Если спектроскоп не в состоянии отделить этих отростков от линии поглощения, то и аномальной дисперсии не будет видно. Разрешающая сила спектроскопа так же существенна, как и чувствительность к изменению показателя преломления. К тому же, для измерения показателя преломления при очень быстром ходе дисперсии, конечно, важно точно измерять длины волн.

Поэтому нами были употреблены наибольшие разрешающая сила и увеличения, какие совместимы были с силой света, достаточной для коротких экспозиций. Спектрограф был аутоколлимационного типа с плоской решеткой Роуланда. Заштрихованная поверхность имела размеры 8.2 см поперек штрихов и 5 см вдоль. Решетка, очень неприглядная на вид, обладала одним чрезвычайно интенсивным спектром второго порядка, повидимому, за счет интенсивности остальных спектров. Оба спектра первого порядка были значительно менее интенсивны. Довольно большая интенсивность была

также в соседнем спектре третьего порядка. Употреблялся почти исключительно интенсивный спектр второго порядка; разрешающая сила была. около 0.15 Å. При измерениях установку на очень резкие линии можно было производить с точностью по крайней мере в 10 раз большей, иногда до 0.01 Å. Свет отбрасывался отражающей призмой на объектив L и решетку G и, возвращаясь назад почти по своему пути под призмой p, давал спектр на пластинке P. Для окулярных наблюдений, вместо пластинки, помещался сильно увеличивающий окуляр. Диаметр объектива (рефрактор небольшого телескопа Штейнгеля) 10 см. Фокальное расстояние приблизительно 175 см, что давало для расстояния между линиями D_2 и D_1 на пластинке приблизительно 1.2 мм. В окуляре это расстояние казалось равным приблизительно 1.5 см. Объектив был тщательно установлен так, чтобы оптическая ось его проходила через центр пластинки, потому что измерения были наиболее ответственны в этом месте, где находились линии поглощения D_2 и D_1.

Щель имела достаточно параллельные и прямолинейные ножи. Барабан винта щели позволял отсчитывать 0.01 мм. Ширина щели установлена была для всех работ в 0.015 мм. При такой ширине и при данном фокусе объектива разрешающая сила спектрографа уменьшается только на несколько процентов. Фокусировка производилась обычным способом, т. е. вместо фотографической пластинки в кассету вставлялась такая же закрепленная, лишенная эмульсии, прозрачная пластинка. На желатине был нанесен ряд тонких штрихов для того, чтобы аккомодация глаза не менялась во время фокусировки. Впрочем, при больших увеличениях окуляра, при помощи которого производилась фокусировка, последнее приспособление почти излишне. Фокусировалась особенно тщательно средняя часть пластинки по спектральным линиям или, что еще лучше, по дисперсионной картине, так как изгибы интерференционных полос вблизи D_2 и D_1 тоньше и резче, чем любая спектральная линия. Теоретически они

могут быть бесконечно тонки и потому дают прекрасный объект для оценки разрешающей силы спектрографа. На краях пластинки, которая имела ширину 9 см вдоль спектра, когда фокусирована была средняя часть, спектральные линии едва заметно менее резки вследствие неполной плоскости изображения телескопического объектива. Для измерений это не имело значения, так как требования точности определения длин волн в 50 раз меньше на краях, чем в середине; на самом же деле точность уменьшалась едва заметно. На пластинке помещалась область спектра от 5700 до 6150 Å.

Спектрограф, монтированный на толстой дубовой доске, был мало чувствителен к тряске. Нужно было дать сильный толчок самому спектрографу, чтобы заметить дрожание линий вдоль спектра. Поперек спектра, конечно, дрожание происходило легче (длинная доска) уже при постукивании по столу, на котором находится спектрограф. Точно так же очень чувствителен был к тряске и толчкам интерферометр, который помещался на одном общем тяжелом столе со спектрографом. Поэтому были приняты все меры для избежания колебаний во время 40-секундной экспозиции интерференционной картины. Работа производилась только вечером в пустом институте, когда почти нет уличного движения около Университета. Наблюдатели были неподвижны, избегался даже громкий разговор. Можно с уверенностью сказать, что колебания не могли оказать влияния на результаты измерений.

4. *Оптическая схема.* Ход лучей виден на оптической схеме фиг. 1. Дуга во избежание повышения температуры находилась в соседней комнате; при помощи конденсатора K, вделанного в дверь, изображение дуги получалось между F_2 и K_2. F_2 — толстый светофильтр с водой для поглощения тепловых лучей и $K_2Cr_2O_7$ — для поглощения фиолетовой части спектра третьего порядка, которая накладывалась на красную часть спектра второго порядка. Неахроматическая линза K_2 отбрасывала изображение дуги внутрь интер-

ферометра. Ахроматическая линза L_2 ($f=18$ см) давала маленькое изображение горизонтальных интерференционных полос на щели f.

Цель конденсатора K заключалась только в удалении дуги от интерферометра. Концентрация пучка линзой K_2 внутри интерферометра при идеально плоскопараллельных стеклах J_1 и J_4 не может встретить теоретического возражения. Полосы должны быть локализированы на бесконечности и должны проектироваться потому в главной фокальной плоскости линзы L_2. Вследствие несовершенства стекол и невозможности потому достаточно точно установить параллелизм J_1 и J_2 (J_3 и J_4) полосы не были локализированы на бесконечности и получались на некотором расстоянии от главной фокальной плоскости. Концентрирование пучка линзой K_2 могло поэтому несколько испортить резкость полос.

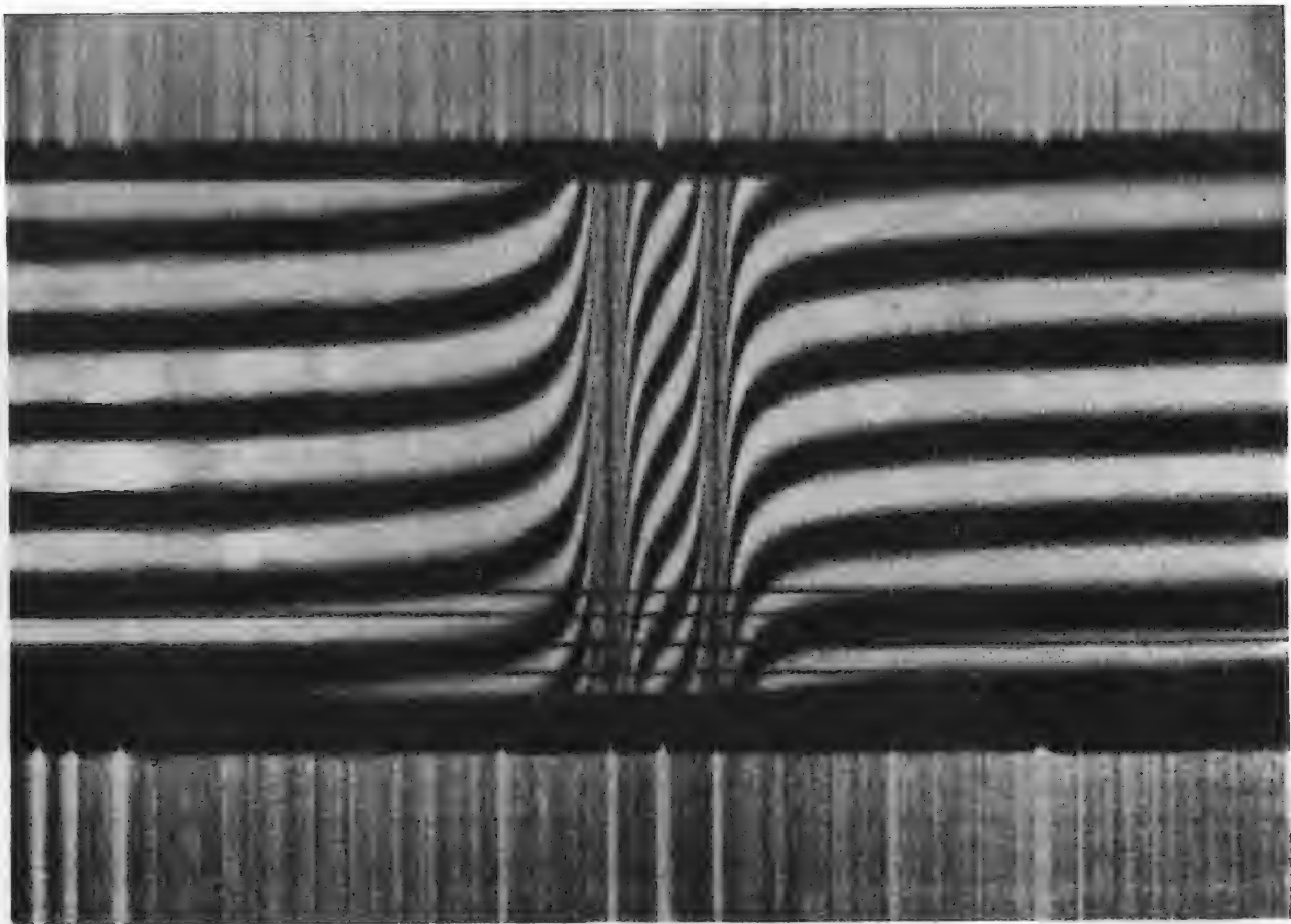
На практике положение K_2, т. е. степень концентрации, отыскивалось ощупью так, чтобы и интенсивность света была велика в спектрографе и полосы были резки. Вообще интерференционные полосы представляют собой настолько расплывчатый объект, что нужны очень плохие условия, чтобы заметно ухудшить их вид. С другой стороны, резкость краев полос в высшей степени зависит от яркости интерференционной картины. В идеальном случае, когда оба интерферирующие пучка равны по интенсивности, в минимумах яркость равна 0, в максимумах она пропорциональна квадрату интенсивности пучков. Чем больше интенсивность пучков, тем резче переход от света к темноте, тем резче края полос. Как в окуляре, так и в спектрограммах резкость была очень велика, что видно из фиг. 2, где спектрограмма выдержала 10-кратное увеличение и репродукцию. Путь луча, идущего через пары Na параллельно оси трубки T, конечно, короче пути луча, наклоненного (вследствие концентрации лучей линзой K_2) к оси, но разность длин путей была меньше 0.2%.

Для того чтобы точно измерить длины волн в спектрограмме, нужно было наряду с полосами сфотографировать ряд спектральных линий, длины волн которых хорошо известны. Для этого обыкновенно употребляется спектр дуги с железными электродами, но в желтой части около линий D_2 и D_1 спектр железа очень беден резкими линиями. В этой области хорошо измерены длины волн некоторых линий никеля. Поэтому в дуге с железными электродами расплавлялось некоторое количество никелевой проволоки, и при навыке можно было урегулировать это количество так, чтобы интенсивность линий Ni не была ни слишком велика (передержка при фотографировании), ни слишком мала в сравнении с линиями Fe. Наконец, очень важно было сфотографировать также линии лучеиспускания D_1 и D_2, для чего железные электроды смачивались раствором соли Na. Линии D_2 и D_1 далеко не так удобно получить в дуге с железными электродами, как линии Ni. Либо Na было, даже без смачивания, слишком много (из пыли воздуха), линии были широкие, не резкие; или же Na быстро выгорал, и линии пропадали. С некоторым терпением можно было получить резкие тонкие линии D_2 и D_1, но для этого нужно было непрерывно следить за спектром в контрольную зрительную трубу во время экспозиции, которая длилась 2—3 мин. Свет от дуги с железными электродами *Fe*, конденсатором K_1 проектировался на щель. Он попадал в щель после двух отражений под прямым углом; один раз — от зеркала *Z*, другой раз — от двух маленьких зеркалец *z*, расположенных перед щелью друг над другом. Между этими зеркальцами падал свет от интерферометра. При этом получалась в спектрографе такая картина, какая видна на любой из фиг. 5—7. Оба зеркальца отдельно устанавливались так, чтобы свет от дуги *Fe* покрывал всю решетку. На фиг. 1 виден объектив L_1 и окуляр *Oc* контрольной трубы, направленной на один из других спектров решетки. Глядя в окуляр этой трубы, наблюдатель имел под рукой дугу *Fe*, следил за спектром

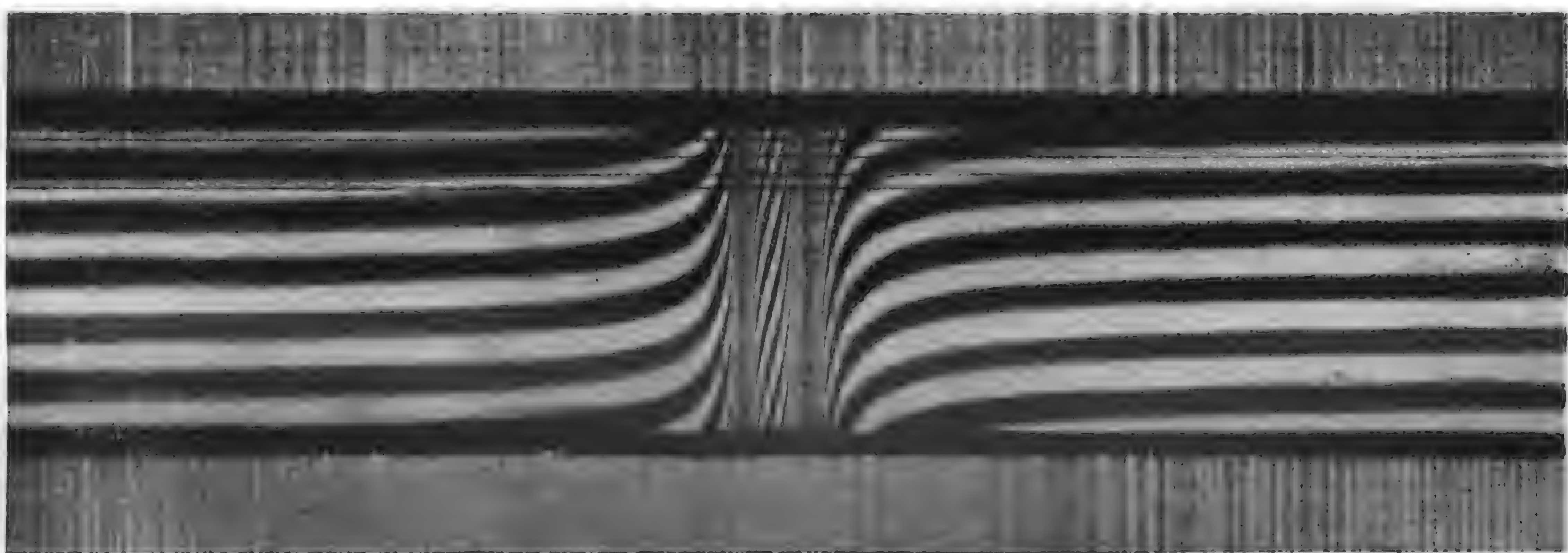
и подрегулировывал дугу, прибавляя Ni или Na; F_1 — светофильтр, такой же, как и F_2.

5. *Трубка с натрием*. В интерферометре помещались на пути каждого из лучей трубки длиною в 32 см. Они были закрыты с обеих сторон плоскопараллельными стеклами, приклеенными сургучом. Расстояние между парами зеркал интерферометра $J_1J_3 = J_2J_4$ было взято наименьшее, так что трубки почти вплотную упирались в зеркала. Этим достигаются две выгоды: во-первых, увеличение в силе света, так как пучок света меньше успевает разойтись до падения на линзу L_2; во-вторых, бо́льшая неподвижность полос, так как при этом является более коротким путь лучей в интерферометре через воздух, случайные потоки которого могут колебать полосы. Трубка T была кварцевая, T_1 — стеклянная; они имели боковые отростки и посредством каучуковых трубок соединялись между собою и с воздушным насосом, который выкачивал воздух до долей миллиметра. Насос был ртутный, системы С. А. Боровика. Он приводился в действие водоструйным насосом и отличался компактностью, всегдашней готовностью к работе и постоянством действия, чего нельзя сказать вообще относительно маленьких насосов этого типа.

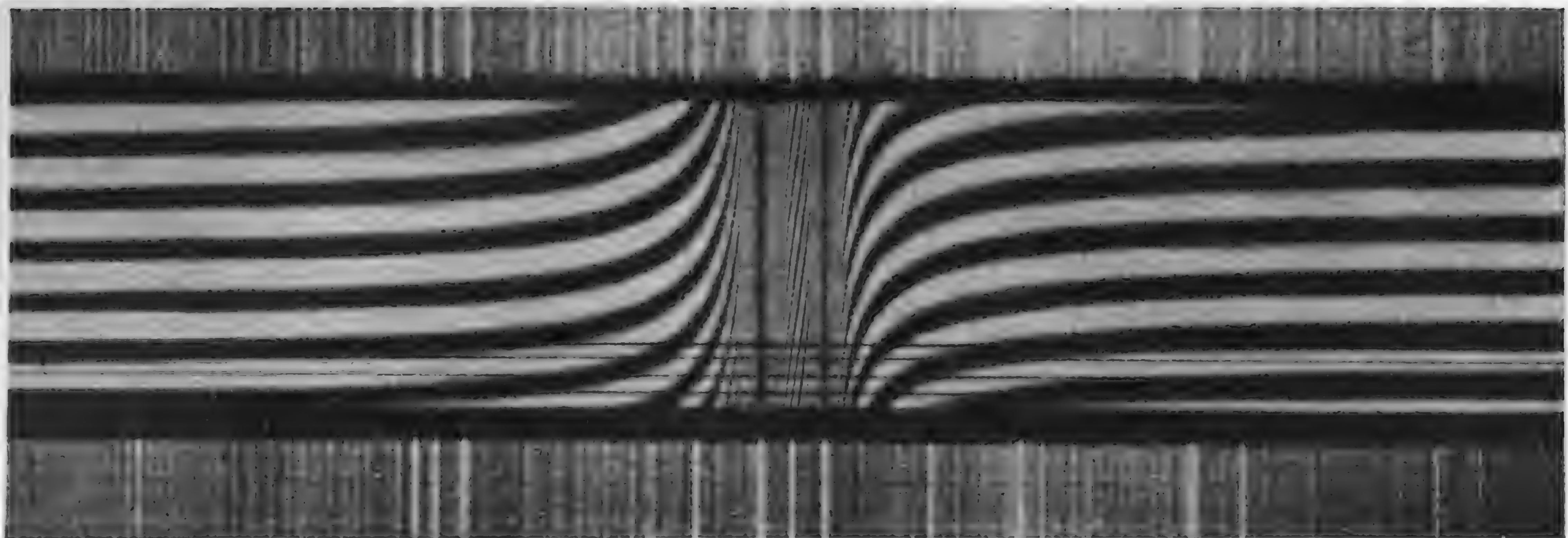
На кварцевой трубке T была намотана спираль из проволоки для нагревания током. Трубка сначала покрывалась тонким слоем асбеста; затем, по возможности, плотно и ровно наматывалась нагревающая железная проволока (диам. 0.4 мм), снова — тонкий слой асбеста, и для крепости все обматывалось плотными рядами медной проволоки. Края спирали, длина которой была 8.2 см, подравнивались так, чтобы был, по возможности, резкий переход от нагреваемого места трубки к ненагреваемому. В трубке T помещалось несколько кусков Na. При пропускании тока по проволоке (1—3.5 амп.), как известно из опытов Вуда, образуется цилиндр из паров Na. Вуд принимал, что плотность паров Na в подобном цилиндре всюду одинакова и края резко ограничены вслед-



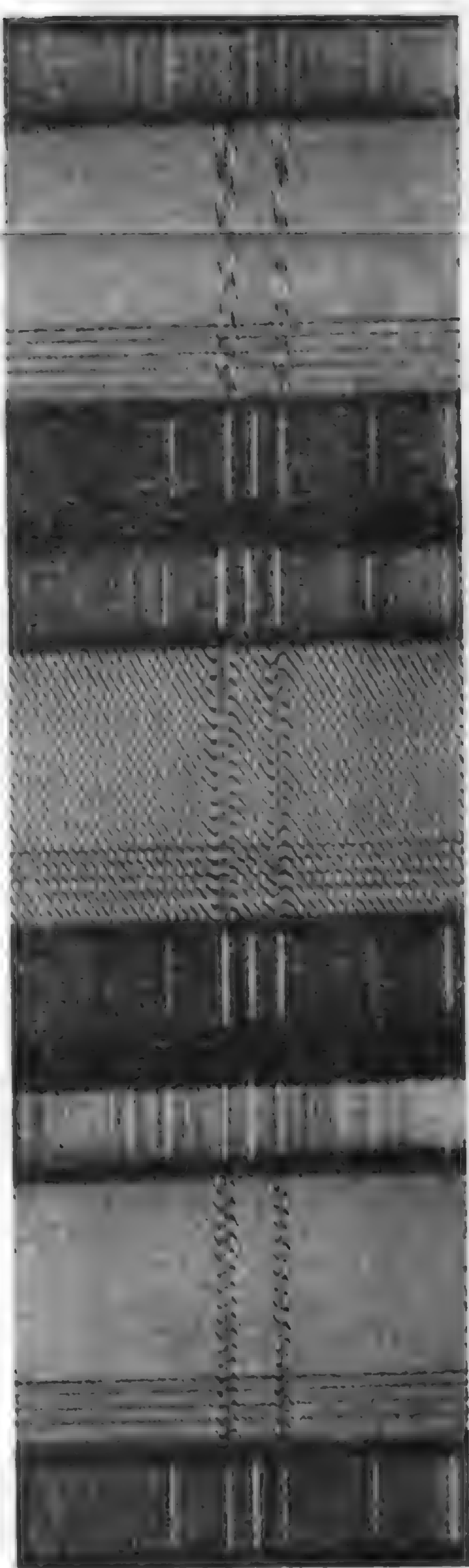
Фиг. 2.



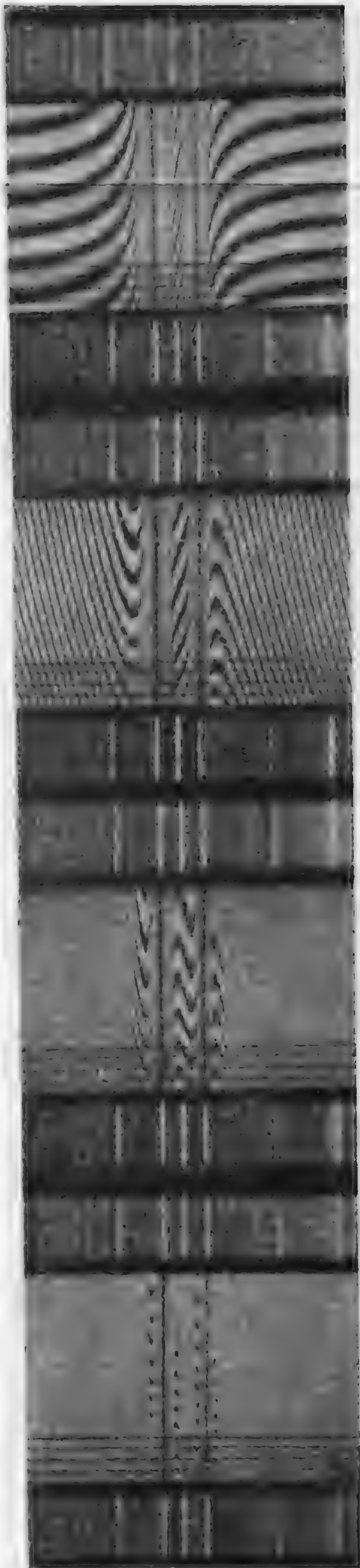
Фиг. 3.



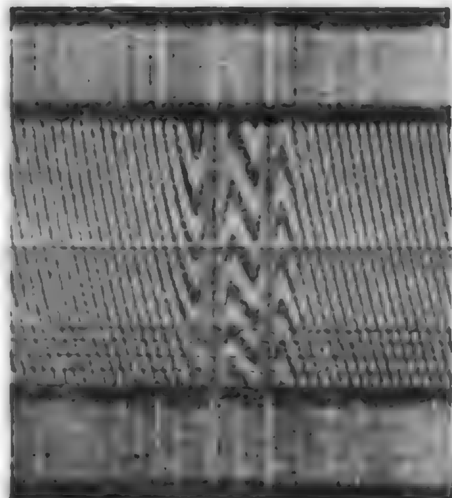
Фиг. 4.

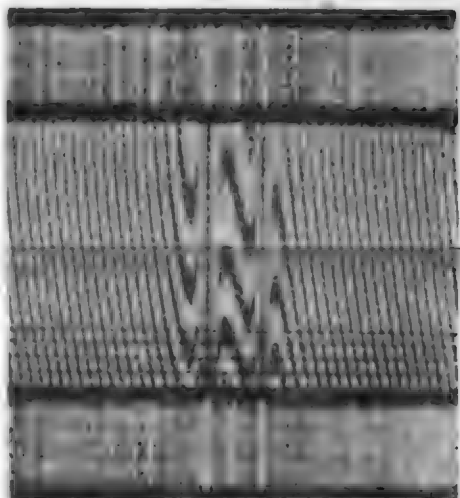


Фиг. 5.

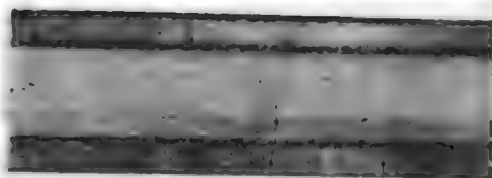


Фиг. 6.

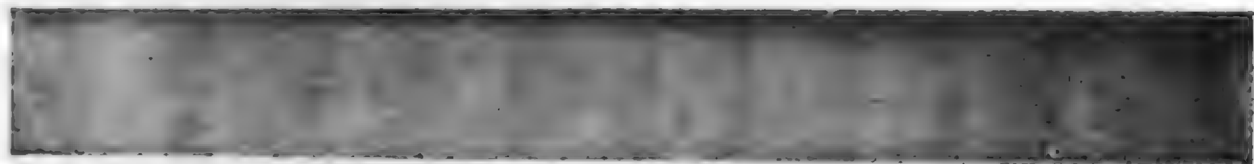




Фиг. 7.



Фиг. 8.



Фиг. 9.

ствие особенной вязкости паров Na. Впоследствии он, впрочем, отказался от последнего предположения. Я не мог заметить в поведении паров ничего особенного. При температуре около 400° — а вблизи этой температуры были сделаны все снимки — плотность паров чрезвычайно ничтожна. По Джюэтту,[1] она равна приблизительно плотности паров ртути при 40°. Благодаря этому перегонка Na из горячих частей трубки в холодные идет чрезвычайно медленно и спокойно. Нескольких кусочков хватило для работы почти на полгода.

Способ нагревания спиралью обусловливает симметричность температур относительно оси трубки, и потому, в особенности при медленной перегонке, плотность паров изменяется только по оси трубки, а не перпендикулярно ей. Этим и объясняется резкость картины дисперсии: луч проходит через цилиндр паров Na всегда перпендикулярно к плоскостям, разделяющим слои неодинаковой плотности. При повышении температуры перегонка идет быстрее и не так спокойно. Детали картины портятся: именно, тонкие, резкие, почти вертикально поднимающиеся вверх (или вниз) концы интерференционных полос теряют свою резкость. Вместе с тем эти концы выходят из фокуса. Фокус приближается к линзе с одной стороны линии поглощения, удаляется с другой.

Это ясно указывает на несимметричность плотности паров относительно оси трубки: образуется призма из паров, а так как с одной стороны линии показатель преломления больше единицы, а с другой — меньше, то оптически призма для концов полос с той и другой стороны от линии повернута в противоположные стороны, результатом чего и является приближение и удаление фокуса от линии. Так бывает всегда, когда на пути одного из лучей в интерферометре помещена не вполне плоскопараллельная, а слегка клинообразная пластинка. Это ухудшение меньше, если предварительно трубку

---

[1] F. B. Jewett, Phil. Mag., 4, p. 546, 1902.

сильно прогреть. Тогда трубка по всей нагреваемой поверхности покрывается зеркалом или каплями Na, и испарение идет равномернее со всех сторон. Но не удается ничего исправить, охлаждая трубку с одной стороны, например прикладывая сверху куски асбеста, смоченные водой. Результатом является только общее охлаждение трубки и уменьшение плотности паров. Точно также нельзя испортить местным охлаждением резкую картину дисперсии при медленной перегонке, т. е. при малых плотностях пара. Ввиду того, что едва заметное ухудшение наступает при гораздо бо́льших плотностях, чем те, которые были намечены для работы, это явление не было изучено в деталях.

При способе нагревания спиралью температура на концах спирали всегда значительно ниже, чем в середине. Нужно ожидать, что и плотность паров в середине больше, чем по краям, так как все явление не статическое, а стационарное. Измеряется показатель преломления для некоторой средней плотности. Поэтому мне кажется, что определение абсолютного показателя преломления очень гадательно. Два числа являются гадательными: длина цилиндра паров неравномерной по оси плотности и самая плотность при соответствующей температуре. Поэтому цифры, дающие абсолютный показатель преломления, имеют интерес только как порядок величины. То же относится и к результатам, из них полученным, например, к интересному числу вибраторов N в 1 см^3 паров, которое получил Лориа. Так как не было никакой надежды получить это число сколько-нибудь точнее, нам представлялось правильным отказаться от измерения температуры внутри трубки и, следовательно, от вторичного приближенного определения этой важной константы.

До тех пор пока не удастся заключить пары Na между прозрачными пластинками, на которые они не действовали бы химически, придется довольствоваться тем несовершенным методом получения однородного (по оси трубки) цилиндра паров, который предложил Вуд и который, тем не менее,

является важным шагом вперед в технике исследования аномальной дисперсии.

Последнее возражение совсем не относится к измерению относительных показателей преломления, т. е. к изучению хода дисперсии, если только показатели преломления пропорциональны плотности пара. Что последнее имеет место, указывают измерения Вуда, более точно — следующие далее измерения.

6. Ход опыта был следующий. После того как была зажжена дуга D и приведен в действие насос, пускался ток в обмотку трубки T, а в окуляр наблюдались интерференционные полосы. При первом нагревании трубки из Na выделялось много водорода, который и откачивался насосом. Затем от опыта до опыта Na сохранялся в закрытой трубке T, куда воздух просачивался очень медленно. Чем больше набиралось воздуха, тем больше выделялось водорода при следующем нагревании. Очевидно, Na, разлагая влагу, проникшую вместе с воздухом, окклюдировал часть водорода. Во всяком случае, если и оставался водород в трубке, то его было ничтожно мало. На дисперсию ни водород, ни оставшийся неоткаченным азот воздуха (<1 мм) не могли влиять.

Когда трубка достаточно нагрелась, появлялись линии поглощения. Впрочем, трудно сказать, были ли это только линии поглощения, или же слившиеся с ними чрезвычайно резко и круто изогнувшиеся и вытянувшиеся в тончайшие линии интерференционные полосы. Тонкая поднявшаяся полоса отделялась при дальнейшем нагревании от линии поглощения сначала у самого основания, затем все дальше и дальше. Потом между полосой и линией вытягивалась еще полоса, ближайшая нижняя, потом третья, и т. д. С другой стороны линии поглощения все шло в обратном направлении. Картину дисперсии в уже подвинувшейся стадии развития можно видеть на фиг. 2, при еще более плотных парах — на фиг. 3—4. Между видимыми вытянувшимися

интерференционными полосами и линией поглощения находится еще большое число чрезвычайно тонких неразрешимых интерференционных полос. Это обстоятельство представляет невыгоду интерференционного метода. Действительно, место, где линии уже неразрешимы, недоступно для наблюдений. Поэтому в спектрограмме фиг. 4 можно было приблизиться к линии D_2 только до 1.4 Å.

Трубка сначала перегревалась для того, чтобы на стенках ее равномерно осел металлический натрий; понижением силы тока дисперсия доводилась до желаемой стадии, и затем нужно было выжидать полчаса, чтобы температура вполне установилась и перегонка совершалась почти стационарно. Тогда можно было приступать к фотографированию. Делались три снимка дисперсионной картины с спектральными линиями при разных экспозициях от 30 до 50 сек. Затем нагревание прекращалось, и снимались интерференционные полосы без дисперсии со спектральными линиями. При этом отмечалось положение полос на экране *E*.

Фотографические пластинки панхроматические фабрики Враттен и Вейнрайт имели довольно тонкое зерно. Их чувствительность несколько уменьшалась от зеленого конца к красному. Испробованы были также пластинки „спектрум-панхроматик“ той же фабрики. У них чувствительность в той же мере падала от красного конца к зеленому, и, кроме того, общая чувствительность была раза в два меньше, почему они для данной цели и не были пригодны. В качестве проявителя дал наилучшие результаты пирогаллол с малым содержанием ацетона вместо щелочи и с большим содержанием бромистого калия. Этот проявитель очень контрастен, что было, очевидно, выгодно, и хорошо кроет негатив.

Время экспозиции не должно быть ни слишком мало, ни слишком велико. В первом случае получаются негативы с большим количеством деталей в тех частях, где интерференционные линии очень тонки и едва разрешимы, зато из-

мерения по бледным широким интерференционным полосам становятся плохими. При сильной передержке, наоборот, можно получить очень резкие полосы. Если передержку довести до того, что только самые темные места широких полос останутся прозрачными на негативе, и отпечатать позитив, то получаются очень резкие, узкие темные полосы, но при этом пропадают детали в наиболее интересных местах, вблизи линии поглощения. Выработана была некоторая средняя экспозиция.

Несколько фотографий было сделано в спектре третьего порядка, но они, не представляя особенных преимуществ, требовали очень длинных экспозиций (до 4 мин. для интерференционных полос и до 20 мин. для спектральных линий).

Все измерения производились на негативе, так как в данном случае между негативом и позитивом нет разницы по существу.

III. ПЛАН ИЗМЕРЕНИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ФОРМУЛЫ ЗЕЛЛМЕЙЕРА

1. Измерение показателей преломления. Показатели преломления измерялись, как обыкновенно в интерферометре, по формуле

$$(n-1)\,d = N\lambda, \tag{13}$$

где N — число прошедших в поле зрения полос. Но чтобы проследить все этапы измерений вернемся к уравнениям

$$by_k = k\lambda; \tag{14}$$

и

$$by'_k - (n-1)\,d = k\lambda, \tag{15}$$

где y_k — ордината полосы порядка k, когда в интерферометре нет паров Na, b — коэффициент пропорциональности в уравнении $\Delta = by$, y'_k — ордината полосы того же порядка, когда пары Na введены. За начало ординат принимается положение центральной белой полосы до введения паров Na, т. е. $y_0 = 0$. Известно, что в интерферометре Жамена полосы получаются равноотстоящие; следовательно, действительно можно написать $\Delta = by$.

На двух снимках мы имеем соответственно (14) спектрограмму полос без дисперсии и соответственно (15) спектрограмму с дисперсионной картиной. Предположим сначала, что от первого снимка до второго полосы оставались абс-

лютно неподвижными, т. е., убрав пары, можно было получить во всякий момент $y_0 = 0$.

Направление оси ординат в спектрограммах дают, очевидно, спектральные линии. Потому и важно было в снимках иметь спектральные линии выше и ниже интерференционной картины.

Направление оси абсцисс дает центральная белая полоса или же всякая пылинка, попавшая на щель спектрографа, которая вытягивается вдоль спектра в виде черной линии, точно параллельной центральной полосе. Заметим, что в спектре ось абсцисс может и не быть строго $\perp$ оси ординат. Наклоняя щель в спектроскопе, можно произвольно наклонить спектральные линии к черным линиям, которые всегда при узкой щели тянутся через спектр. В спектрограммах наклон был почти незаметный; как увидим, впрочем, далее, все равно, производить ли измерения в прямоугольных или косоугольных координатах. Для того чтобы иметь в спектрограмме направление оси абсцисс очень определенным, поперек щели натягивалась тонкая проволока диаметром в 0.02 мм. Так как местами изображение проволочки в спектре может исчезнуть в темной интерференционной полосе, то на маленькую рамку на протяжении одного миллиметра (обычное расстояние между полосами) натягивались четыре тонких проволочки, и рамка вплотную прижималась к щели. По крайней мере одна из проволок должна прийтись на светлой полосе (см. любую фигуру 2—8). Установку на изображения проволочки при измерениях можно считать абсолютно точной, сравнительно с установкой на интерференционную полосу.

Возьмем одно из изображений проволок за ось абсцисс; тогда

$$b(y_k - e) = k\lambda; \qquad (14')$$

$$b(y'_k - e) - (n - 1)d = k\lambda, \qquad (15')$$

где e — положение центральной полосы, $y_0 = e$. На снимках, соответствующих (14′) и (15′), измеряем

I $\qquad y'_k - e$ для определенной λ,

II $\qquad y_k - e$ для той же λ.

Далее имеем

$$b(y_{k+1} - e) = (k+1)\lambda. \tag{16}$$

Из (16) и (14′)

$$b(y_{k+1} - y_k) = \lambda. \tag{17}$$

Измеряем

III $\qquad y_{k+1} - y_k.$

Из (14′) и (15′)

$$b(y'_k - y_k) = (n-1)d. \tag{18}$$

Из (18) и (17)

$$\frac{y'_k - y_k}{y_{k+1} - y_k} = \frac{(n-1)d}{\lambda} = N. \tag{19}$$

Это и есть формула (13).

Таким образом находится $n-1$ для соответствующих λ. Но полосы не были абсолютно неподвижны. Смещение могло произойти или вследствие наклона одной из пар зеркал, или вследствие изменения толщины стекла от нагревания.

Предположим самый невыгодный случай: перемещение вызвано тем, что на пути одного из лучей вставлена тонкая пластинка из стекла толщины d' и показателя преломления $n'-1$, и положим $(n'-1)d' = \alpha$; тогда вместо (14′) нужно написать

$$b(y_k - e) - \alpha = k\lambda,$$

и вместо (19) получится

$$\frac{y'_k - y_k}{y_{k+1} - y_k} = \frac{(n-1)d - \alpha}{\lambda} = N. \tag{20}$$

Перемещение полос от нагревания было в измеренных снимках не более чем на 0.3 полосы; следовательно, $\alpha < 0.3\lambda < 1.8 \cdot 10^{-5}$. Измерения производились в пределах 5700 до 6080 Å. В этих пределах α изменяется (n' зависит от λ) для кронгласса на 0.0032 своей величины, следовательно, меньше чем на $5.5 \cdot 10^{-8}$. Предельная точность измерения смещения полос была 0.01 полосы; следовательно, для $(n-1)d$ точность измерений $= 0.01\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$. Как видно, α в пределах точности измерений при самом невероятном и невыгодном предположении можно считать величиной *постоянной*.

Таким образом получается ряд измеренных для различных λ величин $(n-1)d - \alpha$. Цель измерений — проверить формулу (9'). Эта проверка была поставлена следующим образом.

В формулу (9) входит постоянная p. С другой стороны, измеряется непосредственно не $n-1$, а $(n-1)+$ другая постоянная величина. Пользуясь теоретической формулой, из многих наблюдений можно определить сумму этих постоянных величин и отсюда величину

$$\frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1{}^2}+\frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_2{}^2}$$

[вместо $\frac{a_1}{2}$, $\frac{a_2}{2}$ уравнения (9) здесь и всюду дальше будут стоять a_1, a_2], которая и является показателем преломления идеального вещества, имеющего только две линии поглощения — D_2 и D_1. Проверяется, следовательно, теоретическая формула хода дисперсии этого идеального вещества.

2. Определение оси абсцисс кривой $n-1=\frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1{}^2}+\frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_2{}^2}$. На некотором расстоянии от D_2 и D_1 дисперсия идет так, как будто бы была всего одна линия поглощения. На это указывал Вуд, который пользовался формулой

с одним только членом; это отмечает также Лориа, у которого показатели преломления измерены для длин волн, столь далеких от D_2 и D_1, что по дисперсии едва только можно заметить существование *двух* линий поглощения. Наконец, это прямо следует из простых подсчетов. На расстоянии 30 Å от D_2 и D_1 (т. е. в 5 раз больше $D_2 - D_1$) при данной точности измерений получаются одинаковые величины, будет ли взята формула

$$n - 1 = \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

или

$$n - 1 = \frac{(a_1 + a_2) \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2},$$

где

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = 5893 \text{ Å}.$$

Для проверки формулы с двумя константами a_1 и a_2 интересна именно область до ± 30 Å расстояния от D_2 и D_1; остальные области вправо и влево от этого промежутка уже представляют менее интереса и служат главным образом для определения и исключения вышеуказанной суммы постоянных величин. Поэтому и возьмем пока упрощенную формулу

$$n - 1 = p + \frac{(a_1 + a_2) \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}.$$

Пусть будут две измеренные величины

$$m_1 = (n - 1) d - \alpha = pd + \frac{da\lambda'^2}{\lambda'^2 - \lambda_0^2} - \alpha = l + \frac{m\lambda'^2}{\lambda'^2 - \lambda_0^2},$$

$$m_2 = l + \frac{m\lambda''^2}{\lambda''^2 - \lambda_0^2},$$

где $pd - \alpha$ обозначено через l, ad — через m; $a = a_1 + a_2$.

На краях снимков, т. е. для длин волн, очень далеких от D_2 и D_1, показатель преломления очень мал. Если бы

можно было принять его $=1$, т. е. принять, что полосы интерференции не сместились вверх и вниз, то было бы просто $l=m_1=m_2$. На самом деле даже на краях снимков полосы перемещаются. Как первое и почти достаточное приближение при малых измеренных величинах $n-1$ для далеких от 5893 Å волн можно было бы принять, что на равных расстояниях вправо и влево от 5893 показатели преломления равны, но противоположны по знаку. Действительно, эти величины отличаются только на 12%. Тогда $l=\frac{m_1+m_2}{2}$. Но легко вывести более точную и все-таки простую формулу для определения l.

Выберем

$$\lambda'=\lambda_0+\delta\lambda_0 \text{ и } \lambda''=\lambda_0-\delta\lambda_0,$$

т. е. длины волн на равных расстояниях от $\lambda=5893$ Å; δ величина маленькая, <0.04. Подставляя их, легко получить

$$m_1-l=\frac{2+3\delta-\delta^3}{4}(m_1-m_2),$$

или, если пренебречь δ^3,

$$m_1-l=(0.5+0.75\delta)(m_1-m_2), \tag{21}$$

откуда легко вычисляется l.

Если известно l, то легко определить ось абсцисс кривой

$$n-1=\frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1^2}+\frac{\alpha_2\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_2^2},$$

где n — уже показатель преломления идеального вещества с двумя только линиями поглощения. Это значение n будет иметь во всем дальнейшем изложении.

Как видно, формула содержит четыре константы: a_1, a_2, λ_1 и λ_2. В высшей степени неправильно было бы для определения этих констант прибегнуть к методу наименьших квадратов. Во-первых, ввиду многочисленности измеренных величин это была бы работа совершенно непосильная.

Во-вторых, при сложности вычислений терялся бы физический смысл бесчисленных арифметических операций. Избранный путь был совершенно иной. В следующей главе будет изложен метод, который дает возможность легко и быстро определить отношение $\frac{a_1}{a_2}$. Затем будет показано, что можно измерить λ_1 и λ_2.

Таким образом, остается одна константа. Постоянство или непостоянство величин этой константы, вычисленных из большого числа измеренных $n-1$, укажет на правильность или неправильность формулы Зеллмейера.

IV. МЕТОД КРЮКОВ

Обратим внимание (фиг. 6, верхний снимок) на то обстоятельство, что по мере перехода от малых λ к большим, т. е. слева направо, интерференционные полосы всегда поднимаются; касательные к кривым дисперсии имеют всегда одинаковый по знаку наклон к оси абсцисс. Величина наклона, т. е. угол касательной с осью λ, всегда растет по мере приближения к линии поглощения.

Предположим теперь, что пары Na удалены и на пути другого луча в интерферометре вставлена тонкая стеклянная пластинка. Полосы при этом наклонятся; наклон будет сверху вниз, слева направо, т. е. обратно наклону кривых аномальной дисперсии. Ясно, что это происходит потому, что центральная белая полоса переместилась сильно вверх. Чем толще пластинка, тем выше уходит центральная полоса и тем больше наклон полос.

Теперь пусть будут попрежнему пары Na на пути первого луча, но вместе с тем и стеклянная пластинка на пути второго. Интерференционные полосы примут такой вид, как на втором снимке фиг. 6. Рассмотрим левую половину этого снимка (слева от D_2). Там, где наклон полос от пластинки больше наклона от паров, преобладает наклон от пластинки. Там, где они равны, имеется минимум; наконец, там, где наклон от пластинки меньше наклона от паров, преобладает последний. Легко понять, почему на правой половине того

же снимка (вправо от D_1) получится не минимум, а максимум. Между линиями D_2 и D_1 наклон от паров всюду очень велик — всюду больше, чем наклон от пластинки; поэтому не появляется ни максимума, ни минимума и единственным результатом является то, что всюду наклон уменьшился. В самом деле, видно, что теперь, следя за одной интерференционной линией, можно более приблизиться к линиям поглощения.

Если вставить стекло потолще (третий снимок, фиг. 6), то слева и справа максимум и минимум приблизятся к D_2 и D_1. Теперь уже между D_2 и D_1 есть места, где наклон от пластинки несколько больше наклона от паров, и потому появляются слабо выраженные максимум и минимум. Еще более толстая пластинка (снимок четвертый) делает между D_2 и D_1 максимум и минимум более резкими; оба максимума и оба минимума приближаются к линиям поглощения.

В дальнейшем я позволю себе для краткости называть максимумы и минимумы общим термином „крюки" и самый метод — „методом крюков" [6].

Чем толще пластинка и меньше плотность паров, тем крюки резче и ближе к линиям. Фиг. 5 соответствует малой плотности паров. Уже при тонкой пластинке (снимок второй) крюки почти вплотную подходят к линиям поглощения. Они еще приближаются и становятся резче, если увеличить толщину пластинки (снимок третий).

Измерить длину волны, соответствующую крюку, можно, конечно, тем точнее, чем крюк резче. Иногда установку нити окулярного микрометра на крюк можно сделать с такой же точностью, как на самую резкую спектральную линию. Когда линии поглощения широки и расплывчаты, то часто установка на крюк значительно точнее установки на середину линии.

Если наклон полос от пластинки известен, то можно вычислить и наклон кривой дисперсии.

Предположим, что формула (9′)

$$n - 1 = \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$$

строго правильна. Зная четыре величины $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$ для четырех λ, можно вычислить четыре константы.

Интересно отметить два обстоятельства. Во-первых, вводя пластинку, мы раздвигаем слившиеся интерференционные полосы вблизи линий поглощения. Ход полос можно проследить дальше. Следовательно, возможная область исследования по методу Пуччианти раздвигается. Во-вторых, интересно, что здесь измеряется именно $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$. Как известно, вращение плоскости поляризации в магнитном поле пропорционально (в первом, часто достаточном приближении) $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$. Таким образом являются два метода для получения $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$; оба основаны на совершенно разных принципах. Последними двумя замечаниями я до сих пор не пользовался, но позволю себе указать на одно любопытное применение метода крюков, на которое я наткнулся, наблюдая аномальную дисперсию в парах брома.

Обратим внимание на фиг. 8, которая представляет собой неувеличенный третий снимок фиг. 5. На нем в репродукции уже почти невозможно разобрать тонкие наклонные интерференционные полосы, которые при помощи лупы можно рассмотреть только между линиями D_2 и D_1. Видны только два ряда черных точек, соответствующих крюкам около каждой линии поглощения. Теперь представим себе, что плотность паров еще значительно меньше. Тогда и линия поглощения гораздо слабее, и точки с той и другой стороны линии слабее и ближе друг к другу. При очень слабой линии на ней просто отметится ряд небольших точек. Именно такой вид имеют крюки в парах брома. Но у брома линии поглощения расположены чрезвычайно тесно друг

подле друга. Если бы не было никакой закономерности в положении отдельных линий, то точки расположились бы совершенно случайно то выше, то ниже. На фиг. 9 видно, что это не так. Точки образуют совершенно закономерный рисунок, что-то вроде дуги параболы вершиной вверх. Справа эти дуги очень слабы; чем левее, тем резче. Дальше дуги вливаются одна в другую. Наконец, на левом краю получается впечатление, как будто два закономерных спектра наложены друг на друга. Вся спектрограмма имеет такой вид, как будто бледный рисунок воспроизведен через автотипическую сетку. На самом деле все чертежи исполнены фототипически, т. е. без сетки. Несомненно, что метод крюков поможет разобраться в закономерности строения линейчато-полосатых спектров.

Математически метод крюков исследуется очень просто. Заметим предварительно, что в узкой области спектра около линий D_2 и D_1 можно несомненно с достаточной точностью считать показатель преломления стекла не зависящим от λ [7], а разности длин волн пропорциональными измеренным расстояниям в спектрограмме. Пусть будет толщина пластинки d', показатель преломления $-1=r$. Тогда аналогично (15)

$$by'_k - f(\lambda)\, d + rd' = k\lambda. \tag{22}$$

Те λ, для которых y'_k имеет максимум или минимум, определяются из уравнения

$$\frac{\partial y'_k}{\partial \lambda} = 0,$$

т. е.

$$-\frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda}\, d = k,$$

или

$$\frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda} = -\frac{k}{d}\,. \tag{23}$$

Охладим трубку с парами Na, тогда $f(\lambda)=0$ и

$$by_k+rd'=k\lambda. \qquad (24)$$

Здесь k практически то же самое, как и в (22), так как от аномальной дисперсии паров полосы перемещаются на десятки полос, а от введения стекла — на десятки тысяч. Возьмем любую наклонную полосу и на ординате y_k определим ее длину волны λ; затем отсчитаем полос 30 и определим на ординате $y_{k+30}=y_k$ длину волны $\lambda-\Delta\lambda$ полосы порядка $k+30$. Для этой полосы

$$by_{k+30}=(k+30)(\lambda-\Delta\lambda).$$

Следовательно, $k\lambda=(k+30)(\lambda-\Delta\lambda)$, или

$$k+30=\frac{30\lambda}{\Delta\lambda},$$

или практически опять

$$k=\frac{30\lambda}{\Delta\lambda}, \qquad (25)$$

так как k очень большое число. Таким образом, не зная ни толщины, ни показателя преломления стекла, пользуясь только возможностью точно измерять $\Delta\lambda$, можно определить с более чем достаточной точностью k и узнать $\frac{\partial f(\lambda)}{\partial\lambda}$ в том месте, где находится крюк.

Возьмем $f(\lambda)=n-1=\frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1^2}$, т. е. предположим сначала, что пары имеют одну полосу поглощения. Так как измерение по методу крюков происходит в непосредственном соседстве с линиями поглощения, то $f(\lambda)$ можно упростить, полагая $\lambda=\lambda_1$, когда λ не входит в разность $\lambda-\lambda_1$:

$$f(\lambda)=\frac{1}{2}\cdot\frac{a_1\lambda_1}{\lambda-\lambda_1};$$

$$\frac{\partial f(\lambda)}{\partial\lambda}=-\frac{1}{2}\cdot\frac{a_1\lambda_1}{(\lambda-\lambda_1)^2}=-\frac{k}{d}.$$

Это уравнение имеет два очевидных корня:

$$\lambda' - \lambda_1 = + \sqrt{\frac{da_1\lambda_1}{2k}}; \quad \lambda'' - \lambda_1 = - \sqrt{\frac{da_1\lambda_1}{2k}}.$$

Отсюда, определив λ' и λ'', можно, во-первых, вычислить a_1.

Во-вторых, если легко точно определить λ_1, можно проверить основную формулу, так как

$$\lambda' + \lambda'' = 2\lambda_1,$$

т. е. оба крюка должны быть на равных расстояниях от линии поглощения. Наоборот, если нельзя точно определить λ_1, то, предполагая правильность основной формулы, можно из того же уравнения определить λ_1, т. е. средину линии поглощения.

Возьмем пары Na с двумя близкими линиями поглощения. С тем же более чем достаточным приближением

$$f(\lambda) = \frac{1}{2} \cdot \frac{a_1\lambda_1}{\lambda - \lambda_1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{a_2\lambda_1}{\lambda - \lambda_2},$$

$$\frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{a_1\lambda_1}{(\lambda - \lambda_1)^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{a_2\lambda_1}{(\lambda - \lambda_2)^2} = -\frac{k}{d},$$

или, обозначив

$$\frac{a_1\lambda_1 d}{2k} = \alpha; \quad \frac{a_2\lambda_1 d}{2k} = \beta,$$

$$\frac{\alpha}{(\lambda - \lambda_1)^2} + \frac{\beta}{(\lambda - \lambda_2)^2} = 1. \qquad (26)$$

Имея только два корня (два другие корня мнимые) этого уравнения, как, напр., в снимке втором сверху фиг. 6, и зная λ_1 и λ_2, можно определить α и β, отсюда точно $\frac{a_1}{a_2}$, и не точно, так как величина d плохо известна, a_1 и a_2.

Наконец, если известны, как обыкновенно, все четыре корня этого уравнения, то можно получить следующие симметричные и удобные выражения.

Обозначим корни уравнения (26) через λ', λ'', λ''', λ^{IV}.

Пусть λ_1 — длина волны D_2 и λ_2 — длина волны D_1. Чтобы далее не было путаницы, важно обратить внимание на то, что у букв λ и D друг другу соответствуют обратные индексы. Это происходит потому, что у D_2 длина волн меньше, чем у D_1.

Обозначим далее $\lambda_2 - \lambda_1 = \varepsilon$ и

$$\delta_1 = \lambda_1 - \lambda'; \quad \delta_2 = \lambda'' - \lambda_1; \quad \delta_3 = \lambda_2 - \lambda'''; \quad \delta_4 = \lambda^{IV} - \lambda_2.$$

Величины δ суть расстояния крюков от соответствующей линии поглощения.

Из уравнения (26) путем простых алгебраических выкладок получаются следующие четыре уравнения:

$$\delta_1 - \delta_2 + \delta_3 - \delta_4 = 0; \tag{27}$$

$$\alpha = \delta_1 \delta_2 \left[1 + \frac{\delta_1 - \delta_2}{\varepsilon} - \frac{\delta_3 \delta_4}{\varepsilon^2}\right]; \tag{28}$$

$$\beta = \delta_3 \delta_4 \left[1 + \frac{\delta_1 - \delta_2}{\varepsilon} - \frac{\delta_1 \delta_2}{\varepsilon^2}\right]; \tag{29}$$

$$\varepsilon^2 (\delta_1 - \delta_2)^2 + \varepsilon^3 (\delta_1 - \delta_2) - \varepsilon (\delta_1 - \delta_2) [\delta_1 \delta_2 + \delta_3 \delta_4] + 2\delta_1 \delta_2 \delta_3 \delta_4 = 0. \tag{30}$$

(28) и (29) дают α и β. Заметим, что здесь самая существенная величина — произведение двух δ перед прямоугольными скобками. Если бы, напр., в (28) $D_1(\lambda_2)$ внезапно исчезла, то исчезли бы и δ_3 и δ_4, из (27) получилось бы $\delta_1 - \delta_2 = 0$. Прямоугольные скобки были бы равны единице. $\delta_1 - \delta_2$ не равно нулю именно вследствие присутствия другой линии, иначе говоря, крюки теперь не находятся на равных расстояниях от линии поглощения. Поэтому прямоугольные скобки дают только небольшую поправку, указывающую на присутствие другой линии. Действительно, вообще говоря все δ значительно меньше ε; $\delta_1 - \delta_2$ как разность двух малых почти равных величин чрезвычайно мала сравнительно с ε. Зная α и β, можно найти a_1 и a_2 попрежнему не точно (не-

определенность d) и отношение $\frac{a_1}{a_2}$ точно. Заметим еще, что $\delta_1\delta_2=(\lambda_1-\lambda')(\lambda''-\lambda_1)$ и δ_1 почти равно δ_2. Ошибка определения λ_1 в этом произведении почти не сказывается, так как она настолько же увеличивает δ_1, насколько уменьшает δ_2 или обратно. То же, конечно, относится и к $\delta_3\delta_4$.

Уравнения (27) и (30) не содержат α и β. Они могут служить для проверки основных формул $f(\lambda)$. Но ясно, что уравнение (30) для этой цели мало пригодно ввиду своей сложности. Наоборот, если предположим, что основные формулы правильны, и если вследствие расплывчатости линии поглощений λ_1 и λ_2 трудно определить, то уравнение (30) может оказать иногда существенную помощь. Действительно

$$\lambda_1=\frac{\lambda'+\lambda''}{2}+\frac{\delta_1-\delta_2}{2}.$$

Предполагается, что λ' и λ'' можно определить значительно точнее, чем λ_1, т. е. крюки резче расплывчатых линий поглощения. Но $\delta_1-\delta_2$ известно очень неточно. Уравнение (30) дает возможность вычислить $\delta_1-\delta_2$ значительно точнее, если известны только приближенно λ_1 и λ_2. Я не останавливаюсь на доказательстве этого замечания, так как до сих пор мне не приходилось им пользоваться.

Ценность метода крюков заключается главным образом в том, что все измерения сводятся к измерению длин волн λ', λ'' и т. д. Далее будет видно, как трудно точно измерять по двум ординатам. Измерения же длин волн можно удобно и точно производить при помощи всякого компаратора, всякой делительной машины, и притом здесь мы имеем дело с очень резким объектом — с крюком. В особенности важным является это обстоятельство при очень слабых полосах поглощения и, следовательно, слабой дисперсии, так как здесь измерение по ординатам затрудняется, измерение же по крюкам, напротив, становится точнее, сами крюки резче. В таких условиях мы находимся обыкновенно в слож-

ном линейчато-полосатом спектре поглощения, какой дает, напр., бром.

Если только применима к каждой отдельной линии поглощения сложного спектра формула Зеллмейера, то можно развить теорию метода крюков для многих линий поглощения, что представит только алгебраические трудности. В первом же приближении для оценки каждой линии можно принять все величины, аналогичные α, равными $\delta_1\delta_2$ без поправочного множителя в прямоугольных скобках. Это даст ошибку вряд ли более $20^0/_0$, вероятно значительно менее. Каждая линия будет по крайней мере охарактеризована одной константой.

Как ни гадательны все эти предположения, мне все-таки кажется, что они дают некоторое указание пути, как проникнуть в сложность строения линейчато-полосатых спектров. На броме метод крюков испробован чисто качественно и, повидимому, работать в этом направлении является возможным. На фиг. 9, которая и представляет спектрограмму Br с крюками, конечно, ничего не видно, так как крюки так ничтожны, что без увеличения их рассмотреть нельзя. Фиг. 9 помещена здесь для другой цели (стр. 80).

Я позволю себе указать на одно важное и экспериментально достижимое применение метода крюков. Как уже было упомянуто, Биван исследовал аномальную дисперсию у многих линий поглощения главной серии в парах щелочных металлов. Между прочим, он установил относительные константы a_1, a_2 и т. д. для паров Na, K и Rb, важность которых ясна, так как они пропорциональны числу соответствующих вибраторов в единице объема. Отношения этих констант, по его измерениям, зависят от температуры (или плотности) паров. Наблюдения и измерения Бивана сделаны по методу Вуда (т. е. при помощи призмы из паров металла), поэтому точность их не может быть велика, и Биван сам не с полной уверенностью утверждает, что отношения констант зависят от температуры. Метод крюков позволил бы прове-

рить это утверждение с большой легкостью и быстротой, и относительные константы были бы измерены значительно точнее. К сожалению, это наблюдение для меня недоступно, так как оно требует полной кварцевой аппаратуры: большинство линий главной серии находится в ультрафиолетовой части спектра.

Другое достоинство метода крюков заключается в том, что он совершенно не зависит от движения полос в интерферометре вследствие тепловых воздействий. Величина K при этом изменяется, конечно, но относительно ничтожно, так как сама она велика (десятки тысяч), а изменяться она может самое большее на несколько единиц.

Вернемся теперь к уравнению

$$by'_k - f(\lambda)d + rd' = k\lambda. \tag{22}$$

Здесь предполагается, что b — величина постоянная. Это равносильно предположению, что полосы на щели находятся на равных расстояниях. Это верно в идеальном случае, когда все стеклянные пластинки, входящие в интерферометр, плоски и параллельны. У меня, как уже было упомянуто, все стекла были не самого лучшего качества. Ширина полос не всюду была одинакова: она уменьшалась по спектрограмме вверх, правда на ничтожно малую величину: именно, довольно точно каждая полоса была у́же предыдущей на 3%. Для измерения по ординатам легко было ввести эту маленькую поправку с более чем достаточной точностью. Для метода крюков это обстоятельство не имеет никакого значения. Действительно, пусть b будет какой угодно функцией y, и обозначим $by'_k = \varphi(y'_k)$. Дифференцируя, получаем

$$\varphi' \frac{\partial y'_k}{\partial \lambda_k} - \frac{\partial f}{\partial \lambda} d = k,$$

и попрежнему, так так $\frac{\partial y'_k}{\partial \lambda} = 0$ в максимуме или минимуме, будет иметь место (23). Величина b не имеет никакого влияния на положение крюка, но имеет большое влияние на ход

интерференционной полосы вблизи крюка; иначе говоря, она в значительной мере обусловливает резкость крюка. Чем *b* меньше, тем больше резкость крюка. Этим обстоятельством я часто пользовался при измерениях. На фиг. 7 на левом снимке *b* больше, на правом *b* меньше и крюки значительно резче. То же самое на фиг. 5, снимки третий и первый.

Зависимость *b* от *y* сказывается в особенности при больших разностях хода, т. е. при большой толщине вставленной пластинки. На снимках видно, что полосы заметно искривляются. На снимках фиг. 7 можно заметить, что соответственно этому искривлению наверху крюки острее, чем внизу.

V. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПО МЕТОДУ КРЮКОВ

Стеклянная пластинка для получения крюков устанавливалась в интерферометре по возможности перпендикулярно лучу. Делалось это самым примитивным приспособлением, именно: пластинка ставилась ребром на мягкий воск и поворачивалась около перпендикулярной и горизонтальной осей. Признаком перпендикулярности являлось то, что при этом вводимая разность хода наименьшая. Полосы при вращении пластинки двигаются сначала в одну сторону, затем останавливаются и двигаются назад. Момент остановки и есть момент, когда пластинка $\perp$ лучу. По мере надобности помещалось таким образом несколько пластинок, одна за другой. Удобно иметь для выбора необходимой толщины стекла ряд пластинок, которых толщины изменяются, как вес разновесок в наборе. Если есть такой набор и устроен ряд гнезд, куда можно опускать пластинки заведомо перпендикулярно к лучу, то можно быстро получать ряд фотографий одну за другой. Так как каждый снимок делается очень недолго (экспозицию можно свести до 30 сек.), то 10 снимков можно было бы сделать в 5—6 минут. За это время не успеет измениться плотность пара Na в трубке. Каждый снимок дает четыре величины для $\frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda}$; таким образом, получилось бы сорок величин $\frac{\partial f(\lambda)}{\partial \lambda}$ для различных длин волн — число, уже достаточное для проверки основной формулы.

Эти приспособления еще только заказаны, пока же я ограничился одиночными измерениями для паров различной плотности.

Измерения производятся очень легко. Достоинства и недостатки компаратора Аббе—Цейсса, который служил для этой цели, будут описаны далее; пока же я ограничусь очень немногими деталями. В окулярном микрометре микроскопа натягивается одна по возможности тонкая нить. Сколько-нибудь толстая нить заслоняет картину, и установка портится. Нить приблизительно $\perp$ движению компаратора. Измеряемая пластинка и шкала передвигаются на одних салазках. Пластинка устанавливается так, чтобы линия поглощения была параллельна нити, что можно сделать довольно точно, и закрепляется. Затем нить последовательно устанавливается на крюки и на середины линий поглощения. Линии поглощения не очень резки. В интерферометре один луч проходит через пары Na, другой не проходит; поэтому в середине линии поглощения интенсивность света только вдвое меньше, чем рядом с ней. Тем не менее установки при узкой линии поглощения были достаточно точны. Впрочем, уже выше (стр. 84) было указано, что от установки на линии поглощения требуется очень мало точности. Установка на крюки производится с различной точностью, смотря по резкости крюка. Заметим, впрочем, что вообще при одной плотности паров чем менее резок крюк, тем он дальше от линии поглощения, т. е. тем больше измеряемая величина, так что относительная точность не меняется значительно. Выгодно устанавливать нить сразу на два или более крюка, если они помещаются в поле зрения микроскопа, так как случайности распределения зерна в пластинке могут иногда, хотя и незначительно, испортить установку.

Результаты измерений представлены в табл. 3. Здесь d' обозначает сумму всех толщин (в миллиметрах) пластинок стекла, помещаемых на пути одного из лучей в интерферометре. $\Sigma\delta = \delta_1 - \delta_2 + \delta_3 - \delta_4$ — это та величина, которая должна

быть равна нулю. Она дана не в ангстремах, а в миллиметрах, т. е. так, как измерена. Один миллиметр равен 5 Å. Заметим, что $\Sigma\delta = 2\lambda_1 + 2\lambda_2 - \lambda' + \lambda'' - \lambda''' + \lambda^{IV}$. Если мы делаем в каждой установке ошибку в 0.02 Å, то возможна ошибка в $0.02 \times 8 = 0.16$ Å. Исполнение равенства $\Sigma\delta = 0$ поэтому не особенно чувствительный критерий для правильности основной формулы (9'). Самое большое отклонение от нуля было 0.12 Å. Среднее из всех $\Sigma\delta$ равно -0.004, т. е. всего 0.02 Å — величина достаточно малая; тем не менее отметим тот факт, что превалируют отрицательные величины.

Лучше всего измерены $\frac{a_1}{a_2}$ для пластинок 23 и 24, которые соответствуют одной плотности паров. Средняя величина $\frac{a_1}{a_2}$ из 10 измерений для этих пластинок равна 1.979. Как видно, наибольшее отступление от средней величины не превышает 2.7%. Так точно и легко можно измерить эту величину, которую Натансон и Бременкамп[1] тщетно старались вычислить из измерений Вуда и Лориа — из своих собственных измерений.

Для пластинки 25 средняя величина $\frac{a_1}{a_2} = 1.965$, крайнее отступление 3%.

Для пластинки 20 нужно отбросить измерения снимка 7, так как крюки были слишком близки к линиям поглощения; относительная ошибка в малых величинах δ велика. Это измерение было предпринято только для определения a_1, где большой точности и не требуется. Среднее $\frac{a_1}{a_2} = 1.948$, крайнее отступление 3.2%.

Наконец, на пластинке 27 снимок 4 дает 2 измерения сомнительной точности, так как крюки были нерезки; наоборот, измерения на снимках 2 и 3 хороши.

---

[1] W. Natanson, Bull. Acad. Cracovie, 1907, p. 330. — Bremencamp, Arch. Neérl., XIII, p. 316, 1908.

ТАБЛИЦА 3

№№ пластинок	№№ снимков	d'	$\frac{a_1}{a_2}$	$a_1 \cdot 10^8$	$\Sigma\delta$	Примечания
23	2	5.95	1.940		—0.001	
23	2	5.95	1.995		—0.004	То же, что пред., другие крюки
23	2	5.95	2.011		—0.018	То же, что 2 пред., другие крюки
23	5	5.95	1.943		—0.015	То же, что 3 пред., но ширина полос больше, крюки резче
23	7	11.9	1.925	0.74	—0.024	
23	7	11.9	2.004	0.76	—0.016	То же, что пред., другие крюки
23	9	19.6	1.980		—0.002	Установка каждый раз на 3 крюка
23	9	19.6	2.010		—0.011	То же, что пред., другие 3 крюка
24	3	24.2	1.980		+0.009	
24	5	24.2	2.014		+0.003	То же, что пред., но ширина полос больше, крюки резче
25	2	11.9	1.910	1.87	+0.016	
25	2	11.9	1.939	1.84	+0.006	Повторено пред. измерение
25	2	11.9	2.018	1.91	0.000	То же, что 2 пред., другие крюки
25	3	19.6	1.905		+0.009	
25	5	19.6	2.024		—0.006	То же, что пред., но ширина полос больше, крюки резче
25	7	24.2	1.958		+0.013	
25	8	26.1	2.004		—0.001	
20	3	5.95	1.975		—0.014	
20	3	5.95	1.884		—0.009	То же, что пред., но другие крюки
20	3	5.95	2.002		—0.004	То же, что 2 пред., но другие крюки
20	5	5.95	1.930		+0.009	То же, что 3 пред., но ширина полос больше, крюки резче
20	5	5.95	1.951		+0.002	То же, что пред., другие крюки
20	7	11.9	1.803	0.123	—0.017	Все δ слишком малы, это измерение нельзя считать точным
27	4	24.2	2.061		+0.002	
27	4	24.2	2.030	6.5	—0.023	То же, что пред., др. крюки } Крюки не резкие
27	2	11.9	2.121		—	} Измерено только по δ_1 и δ_4
27	3	19.6	2.140		—	} Другие 2 корня уравнения (26) мнимые

Снимки с крюками сделаны были исключительно для определения $\frac{a_1}{a_2}$ и для испытания самого метода; тем не менее попутно были сделаны также снимки интерференционных полос без паров Na, когда на пути одного луча вставлялись различные комбинации пластинок. Во всех снимках крюков встречается одна комбинация $d' = 11.9$. Для этой комбинации было определено k (т. е. порядок полос), как указано на стр. 81; оно оказалось равным 11010; отсюда легко вычислить a_1 на всех пластинках. (На каждой пластинке все снимки соответствовали приблизительно одной плотности паров).

Сопоставим в отдельной таблице величины a_1 и средние величины $\frac{a_1}{a_2}$.

$a_1 \cdot 10^8$	$\frac{a_1}{a_2}$
0.123	1.948
0.75	1.979
1.88	1.965
6.5	2.088

Общее впечатление этой таблички — как будто $\frac{a_1}{a_2}$ увеличивается, когда растет плотность паров. Последнее число таблички в правом столбце дает пластинка 27, у которой первые два измерения (табл. 3, снимок 7) я считаю неточными. Если отбросить их, то вместо 2.088 было бы 2.130. Таким образом, в крайнем случае $\frac{a_1}{a_2}$ увеличивается на $2.130 - 1.948 = 0.182$, т. е. приблизительно на 10%.

Вопрос о постоянстве $\frac{a_1}{a_2}$ при изменении плотности и температуры паров мне представляется настолько важным, что я не решаюсь высказаться на основании еще немногих имеющихся данных за изменяемость этой величины. В особенности сомнительно (по малочисленности измерений) число 2.088, которое собственно задает тон всей табличке. В будущем предполагается предпринять исследо-

вания этого вопроса. Во всяком случае можно утверждать следующее. *При измерении плотности (и температуры) паров* Na *величина* $\frac{a_1}{a_2}$ *если и изменяется, то изменяется очень мало.* При увеличении плотности в 50 раз изменение $\frac{a_1}{a_2}$ меньше 10% самой величины.

Это представляет первый результат измерения по методу крюков.

Вторым результатом является сама величина $\frac{a_1}{a_2}$, которая послужит для проверки основной формулы. Далее будут измерены три снимка, для которых a_1 имеет значение 2.113, 1.135 и 0.481. Для всех трех снимков будет принято $\frac{a_1}{a_2} = 1.98$, так как пластинки 23 и 24, которые дают это число, измерены наиболее тщательно. Интересно, что числа $\frac{a_1}{a_2}$ так близки к целому числу 2, в особенности если сопоставить это с изменениями линий в магнитном поле. В каждой молекуле число вибраторов, соответствующих D_1, было бы вдвое меньше, чем число вибраторов, соответствующих D_2. Мне кажется, что, пока не установлен окончательно факт зависимости или независимости $\frac{a_1}{a_2}$ от плотности (и температуры), следует воздержаться от всяких гипотез [8].

VI. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

1. Измерение в проекции. Измерение спектрограмм почти так же трудно, как и получение их. Действительно, требования, которые предъявляются в этом случае к измерительным приборам, чрезвычайно велики. Точность определения длины должна быть по абсциссе 0.002 мм (это соответствует 0.01 Å), а по ординате 0.01 мм (это соответствует 0.01 интерференционной полосы). Оба измерения происходят посредством двух движений пластинки (или какого-нибудь знака) по абсциссе и по ординате. Ясно, что движение, например, по ординате не должно портить установки по абсциссе, т. е. движение должно совершаться строго по прямой линии с возможным отступлением от нее не более чем на 0.002 мм. Точно так же движение по прямой, параллельной абсциссе, не должно отступать от этой прямой более чем на 0.01 мм. Многие хорошие микрометры мерят точно до 0.001 мм, но очень мало микрометров, в которых передвижение происходит по прямой линии с точностью до 0.002 мм.

Первоначально предполагалось вообще устранить всякие движения, проектируя спектрограмму в увеличенном виде на миллиметровую бумагу. Во многих отношениях этот способ оказался очень удачным. Действительно, хорошая миллиметровая бумага чрезвычайно точна. Правда, дециметр на бумаге никогда не равен истинному. Но отступления всегда пропорциональны величине, что и является един-

ственно важным для измерений. Отступления же от пропорциональности систематичны и редко достигают $^1/_4$ мм. Недостаток бумаги заключается в том, что она расширяется от влажности, но этот недостаток можно было бы обойти, приклеив бумагу на стекло и покрыв ее лаком. Конечно ошибки бумаги (особенно после приклейки) пришлось бы тщательно изучить, но это, как показали предварительные пробы, делается очень быстро и легко, если достаточна точность в 0.1 мм. Искать большей все равно было безнадежно. Точность в 0.1 мм определяет увеличение спектрограммы, где 0.01 Å соответствует 0.002 мм. При увеличении в 50 раз получается соответствие: 0.01 Å равно 0.1 мм на бумаге.

На рельсах, вделанных в стену около верхнего балкона крытого светлого двора, была укреплена проекционная система. Свет вольтовой дуги, собранный большим конденсатором, отбрасывался зеркалом вниз через пластинку и объектив на стол, неподвижно прикрепленный к стене. Стол и пластинки по уровню были установлены горизонтально, объектив [планар Цейсса, к сожалению, с большим фокусом ($f=25$ см)] тщательно центрировался. Треть спектрограммы по длине, т. е. площадь в 3×1 см^2 давала картину в $1.5\times\times0.5$ м^2. Изображение было достаточно резкое; детали вблизи линий поглощения были видны почти так же хорошо, как в микроскопе. Спектральные линии обыкновенно имели настолько резкие края, что установка на середину почти всегда производилась с точностью до 0.1 мм. Две серии отсчетов спектральных линий, произведенных независимо А. П. Афанасьевым и мной, только в очень расплывчатых линиях дали разницу в 0.2 мм.

Большое удобство при данных работах представляют еще следующие обстоятельства. При установках зрение совершенно не утомляется. Вся картина видна, так что очень легко ориентироваться. Отсчет миллиметров происходит быстро и не напрягает внимания. Начерченная в том же

масштабе карта спектральных линий дает возможность легко и безошибочно их идентифицировать.

Точное измерение при помощи миллиметровой бумаги вообще кажется приемом несколько странным, но действительно пробный промер одной спектрограммы дал отличные результаты. К сожалению, скоро был обнаружен следующий источник ошибок, который значительно уменьшает достоинство этого способа в применении к нашим измерениям. Представим себе, что параллельно строкам книги проведены две прямые на расстоянии 2—3 см друг от друга, и мы стараемся сделать установку на середину между ними. Эту установку можно сделать в трех положениях.

I. Наблюдатель сидит перед книгой и смотрит по направлению, перпендикулярному к линиям.

II. Оставляя книгу неподвижной, наблюдатель заходит слева и смотрит вдоль линии.

III. То же самое, но справа.

Во всех трех случаях установки различны, но несомненно, что среднее из II и III дает истинную середину. Предполагаем далее, что установка делается левым глазом. В I положении установка делается значительно выше середины, во II несколько ниже, в III настолько же выше.[1]

В оптических работах часто приходится делать установку на широкую расплывчатую полосу (например полосы компенсатора Бабине), но так как положение полос относительно глаза не меняется и обыкновенно два измерения вычитаются одно из другого, то замеченная ошибка в наблюдении не может иметь значения. При измерении кривых аномальной дисперсии мы имеем дело с широкими полосами, которые изгибаются и вытягиваются в тонкие линии. Ясно, что здесь невозможно ориентировать измерения так, чтобы ошибки двух отсчетов, т. е. отсчетов положения интерференционной

[1] П. П. Лазарев любезно сообщил мне, что физиологам эта ошибка установки известна, хотя причины ее пока еще не исследованы.

линии в снимке с аномальной дисперсией и в снимке без аномимной дисперсии (y'_k и y_k), вычитанием компенсировались. Это можно сделать для почти горизонтальных и прямолинейных частей кривой аномальной дисперсии (т. е. вдали от линий поглощения), но вблизи линий поглощения ошибка становится гадательной, если не подвергнуть ее тщательному анализу.

Если спектрограмма рассматривается в микроскоп, то по неизвестной мне причине указанная ошибка значительно меньше. Поэтому пришлось оставить удобный метод измерения сильно увеличенных спектрограмм, тем более что петербургские белые ночи стали сильно мешать работе. Мне кажется, тем не менее, что этот способ, дешевый, легкий и быстрый, может быть рекомендован для многих целей. Он уже употреблялся раньше для измерения длин волн, но при этом пользовались обыкновенно точно разграфленной твердой плоской поверхностью, такая же поверхность стоит чрезвычайно дорого.

2. Компаратор. Одним из наиболее точных инструментов для измерения по двум координатам является прибор Репсольда, предназначенный для измерения звездных фотограмм. К сожалению, этот прибор[1] специально предназначен для измерения положения точки (звезды); применить его к промеру кривой почти невозможно. Из всего прибора я воспользовался только микроскопом с прекрасным окулярным микрометром.

Этот микроскоп был приделан к компаратору Аббе—Цейсса. Компаратор представляет собой длинную шину, по которой скользят еще более длинные салазки. На одной половине салазок находится шкала; на другой прикреплена измеряемая пластинка. Над шкалой и над пластинкой находится по микроскопу с окулярными микрометрами. В первом микро-

[1] Проф. А. А. Иванов любезно предоставил мне в пользование прибор Репсольда, принадлежащий Высшим женским курсам.

скопе барабан микрометрического винта позволяет отсчитывать 0.001 мм. Вместо второго микроскопа, непригодного для данной цели, был прикреплен упомянутый микроскоп от прибора Репсольда.

Таким образом, движение пластинки одновременно со шкалой дает измерение по одной оси (ось абсцисс, длины волн), движение окулярного микрометра — по другой (ось ординат).

Этот прибор удовлетворяет всем поставленным требованиям, как показывает следующее краткое описание его качеств.

Проверка прямолинейности движения салазок компаратора. Компаратор предназначен для измерения только по одному направлению; поэтому можно было ожидать, что движение салазок недостаточно прямолинейно. Нужно, чтобы всякая точка салазок не смещалась по направлению, перпендикулярному к салазкам, более чем на 0.01 мм. На самом деле в крайних случаях смещение достигало 0.02 мм. Это обстоятельство значительно усложнило измерения, так как нужно было делать действительно целый ряд измерений $y'_k - e$. Вдвое короче было бы сделать все установки y'_k, а затем определить e как прямую линию (изображение одной из нитей на спектрограммах). Еще более вредно было бы изменение наклона спектральных линий к направлению движения вследствие непрямолинейности движения. Благодаря длине шины и салазок эти изменения оказались ничтожными. Многочисленные установки на верхнюю и нижнюю часть резких спектральных линий показали, что изменение наклона спектральной линии во всяком случае меньше ошибок измерения. Этот прибор является, таким образом, очень совершенным прибором для измерения длин по одному направлению.

Точность шкалы. Необходимо, чтобы ошибки делений шкалы на протяжении 4 мм были не больше 0.002 мм, что соответствует 0.01 Å. Исследованы были средние 2 см шкалы; ошибка всюду была меньше 0.005 мм. Выбран был проме-

жуток, удовлетворяющий поставленному требованию, и пластинки всегда помещались так, чтобы середина между D_2 и D_1 соответствовала середине этого промежутка.

Ввиду незначительности изменения температуры во время измерений не могло быть опасений, что расширение шкалы внесет заметную ошибку в измерения.

Микрометр микроскопа Репсольда имеет очень большое измеряемое поле в 9.5 мм. Объектив микроскопа установлен на двойном фокусном расстоянии от окуляра и, таким образом, не увеличивает измеряемого объекта. Поэтому можно было измерять снимки почти по всей ширине, которая равнялась 1 см. Увеличение окуляра — около 10.

Отклонение движения микрометра от прямолинейности всюду меньше 0.002 мм, что и составляет его главное достоинство.

Ошибки винта микрометра и искажение изображения объективом микроскопа были исследованы; обе эти причины дают ошибку, значительно меньшую 0.01 мм.

VII. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОГРАММ

1. Общие замечания. Для промера полос, которые так сильно изменяются в различных частях спектра, как это можно видеть на любой из фиг. 2—4, очень существенно определить, каким объектом производить установку. Были испробованы кресты из нитей различных толщин, но все они дали очень неудовлетворительные результаты. Как бы ни были тонки нити, они все-таки представляют из себя чрезвычайно контрастный объект. На фиг. 2—4 видно, насколько тонки вытянувшиеся полосы интерференции вблизи линий поглощения. Начиная с некоторого места, они настолько тонки, что спектрограф перестает их разрешать; несколько не доходя до этого места, тонкие полосы очень бледнеют и теряют в резкости. Если навести крест нитей на такую часть полосы, то вследствие большой контрастности нитей малоконтрастная линия совершенно исчезает вблизи нитей из глаз, и установка делается гадательной. Другая причина неудобства креста нитей — изменение направления полос. В различных частях одной полосы крест является то симметрично расположенным относительно нее, то несимметрично, и это сильно портит установку.

Гораздо лучше идет дело при установках очень маленькой точкой. Для этой цели, вместо нитей, в микрометре приклеивалась полоска тонкого покровного стеклышка. При некотором навыке легко, брызнув кистью, смоченной краской,

получить на стекле круглую точку очень малого диаметра. После нескольких проб была выбрана точка диаметра приблизительно 0.02 мм. Установки на тонкие и слабые линии сразу значительно выиграли. Так как вытянувшиеся интерференционные линии тоньше всякой спектральной линии, то благодаря употреблению точки установка на них была вообще самой точной установкой во всех измерениях. Отдельные установки редко отличались друг от друга более чем на 0.015 Å. Эта же маленькая точка употреблялась и для установки на спектральные линии. Но в широких темных полосах интерференции она была неудобна, так как легко терялась вследствие своих малых размеров. Поэтому на некотором расстоянии от нее наносилась еще точка вдвое большего диаметра. Расстояние между ними по абсциссе и и по ординате было, конечно, точно измерено.

Для того чтобы уменьшить всякие поправки, важно сделать оба измерительных движения, по возможности, перпендикулярными друг к другу и устанавливать пластинку так, чтобы спектральные линии были, по возможности, параллельны движению по ординате. Пластинка помещалась под микроскопом на трех кусочках мягкого воска, для того чтобы ее можно было плавно перемещать от руки. На одном из краев снимка точка устанавливалась на одно из изображений нитей, прикрепленных к щели (фиг. 2—4). Салазки передвигались так, чтобы показался другой край; при этом изображение нитей обыкновенно сходило с точки. Маленьким передвижением этого края опять достигалось совпадение. Повторяя этот прием несколько раз, можно было быстро установить изображение нитей параллельно движению салазок. Спектральные линии почти точно перпендикулярны к изображениям нитей; поэтому оставалось повернуть микроскоп так, чтобы при движении точки она постоянно оставалась в центре спектральных линий. Эта установка была сделана один раз для всех измерений. Наклон линий к направлению движения был очень мал. Во всех трех измерен-

ных снимках установки на верхнюю и нижнюю части спектральных линий отличались менее чем на 0.1 Å.

Промер полос интерференции распадался на две части. Там, где полосы почти горизонтальны, задавалась определенная длина волны, и установка производилась по ординате (большой точкой). По мере приближения к линиям поглощения полосы загибались, иногда очень круто, и установка по ординате становилась невозможной, так как установочное движение происходило почти параллельно полосе. Тогда задавалась определенная ордината, и установка производилась по абсциссе, т. е. определялась длина волны.

Если нельзя было кончить весь промер по одной полосе порядка k, так как полосы, поднимаясь, упирались в край снимка, то можно было перейти к соседней полосе порядка $k-1$. Эти измерения связывались между собой, т. е. к ординате соседней полосы прибавлялась хорошо известная величина, равная расстоянию между горизонтальными полосами. Здесь не лишне отметить, что, как бы полосы ни были искривлены аномальной дисперсией, расстояние между ними по направлению, параллельному спектральным линиям, всюду одинаково или, вернее, очень мало изменяется с длиной волны (последнее обстоятельство было принято во внимание), как это видно из уравнения, аналогичного (17):

$$y'_{k+1} - y'_k = y_{k+1} - y_k = \frac{\lambda}{b} \cdot$$

Иногда приходилось переходить таким образом последовательно от порядка k до $k-6$ (или с другой стороны линии поглощения до $k+6$). При этом принималась предосторожность, чтобы по полосам двух смежных порядков было измерено несколько точек, близких по длине волны и по ординате. Это служило контролем, что измерения по двум соседним полосам хорошо согласуются между собою.

Абсолютная точность установки по ординате всюду одинакова, так как ширина темной полосы интерференции по направлению, параллельному спектральным линиям, всюду

равна [см. уравнение (17)]. Наоборот, относительная точность зависит от величины ординаты, т. е. в конце концов от величины $y'_k - y_k$, и потому она сильно изменяется. Она очень мала у краев снимка и растет по мере приближения к полосам поглощения.

Абсолютная точность установки по абсциссе очень различна, так как ширина полосы по направлению, параллельному абсциссе, непрерывно и быстро меняется. Это можно видеть на любой из фиг. 2—4. Полосы интерференции, приближаясь асимптотически к линии поглощения, вытягиваются и становятся тоньше. Наоборот, относительная ошибка, т. е. отношение абсолютной ошибки к разности длин волн данной точки и ближайшей линии поглощения, меняется сравнительно мало.

На стр. 96 было сказано об одной физиологической ошибке наблюдения, которая заставила отказаться от удобного метода для промера кривых. Измерения при помощи микроскопа подвержены той же ошибке, хотя и в меньшей степени. Эта ошибка была тщательно исследована на горизонтальных темных интерференционных полосах, и из многих наблюдений выведены следующие средние числа. Если темная полоса интерференции имеет ширину 0.5 мм (ширина считается от едва заметного потемнения ниже середины полосы до такого же потемнения выше середины), то наблюдатель устанавливает в положении I выше середины на 0.018 мм, в положении II ниже середины на 0.006 мм и в положении III выше середины на 0.006 мм. Во всех положениях ошибка приблизительно пропорциональна ширине полосы. При этом расстояние между серединами двух соседних полос равно 1 мм. Отсюда, прежде всего, вытекает естественное правило — никогда не ставить наблюдателя в положении I, где ошибка наибольшая. Для определенности ошибки выбрано для наблюдателя положение III. В той части снимка, где полосы горизонтальны, наблюдатель смотрит вдоль компаратора; по мере того как полосы заворачивают, наблюдатель следит за по-

воротом, и вблизи линии поглощения находится перед компаратором в обычном положении.

При этих предосторожностях на измерения почти горизонтальных частей полос ошибка не имеет влияния. Действительно, в y'_k (полоса с аномальной дисперсией) и в y_k (полоса без аномальной дисперсии) ошибки одинаковы и пропадают при получении разности.

Наоборот, при почти вертикальных полосах, когда ордината задается и делается установка по абсциссе, мы прежде всего в разности $y'_k - y_k$ вычитаем ошибочную величину y_k. Ошибка в 0.006 мм при расстоянии между полосами в 1 мм вообще уже лежит в пределах ошибки измерения, которая во всяком случае не меньше 0.01 мм. Она важна только как систематическая ошибка, сопровождающая все измерения. При больших разностях $y'_k - y_k$, с какими мы имеем дело в вертикальных полосах, относительная величина этой ошибки становится совершенно ничтожной, так что ею можно вполне пренебречь.

Так как установка делается по абсциссе, то теперь, кроме ошибки в y_k, мы имеем ошибку в определении длин волн. О ней будет сказано далее при обсуждении точности измерения длин волн.

При измерениях на фотографических снимках нужно всегда иметь в виду возможную деформацию слоя желатины во время проявления, фиксирования и сушки. Вообще эти деформации настолько ничтожны, что при промере больших площадей (в звездных фотограммах) возможны ошибки только меньше 0.01 мм. Мои измерения во всяком случае не претендуют на точность больше 0.01 мм во всех частях спектрограммы, кроме областей, ближайших к D_2 и D_1. Эта область занимает 3 мм по абсциссе и 10 мм по ординате. Можно думать, что на этой чрезвычайно малой площади не было заметных местных деформаций желатинового слоя, больших чем 0.002 мм, что равно точности измерений. Контролем могут служить промеры вдоль отдельных линий поглощения

и вдоль спектральных линий. Никогда не были замечены отступления, которые можно было бы объяснить деформацией слоя. Наконец, если бы отступления и могли быть, то они были бы различны в различных снимках. Между тем все три промеренные кривые показывают поразительное согласие между собою.

2. Измерение длин волн. В спектре плоской решетки, как и в спектре призмы, спектральные линии несколько искривлены. Не представляло особенной трудности измерить это искривление, для того чтобы вносить соответствующие поправки. Для этой цели был. фотографирован спектр железа без интерференционных полос, с длинными, резкими линиями во всю ширину снимка. Снимок, как обыкновенно, помещался на компараторе, и производился ряд установок точки при различных заданных ординатах. Из многих измерений над различными линиями была вычислена поправка для каждой ординаты. Поправка эта впрочем очень не велика; стрелка прогиба линии соответствует 0.035 Å.

Важной целью промера снимка является определение длины волны, соответствующей каждой точке спектрограммы. Для этой цели нужно по хорошо известным спектральным линиям определить длины волн для целого ряда точек внизу и наверху снимка и затем интерполяцией уже определять длины волн для любой точки спектрограммы. В высшей степени счастливым обстоятельством для измерений был факт появления третичных нормалей Кайзера.[1] Точное измерение длин волн спектральных линий было начато работами, с одной стороны, Майкельсона, с другой стороны, Фабри и Бюиссона, которые дали длину волны красной кадмиевой линии. Это составляет первичную нормаль.

Интерференционным способом Фабри и Бюиссон, Пфунд и Эверсгейм измерили вторичные нормали спектра железа и некоторых линий никеля, приблизительно по одной линии на каждые 50 Å. В желтой части спектра вблизи линий D_2

[1] H. Kayser, Astroph. J., **32**, p. 217, 1910.

и D_1 число вторичных нормалей Fe очень не велико, и потому точное определение длин волн было бы очень затруднено, если бы не появились уже после начала моей работы третичные нормали, которые были измерены Кайзером в спектре железа путем интерполирования на основании вторичных нормалей. Точность этих нормалей во всяком случае превосходит 0.01 Å. Поэтому для моих целей я мог считать их абсолютно точными. Из всех многочисленных нормалей выбраны были 33 линии, наиболее резкие и интенсивные, довольно равномерно расположенные по всей части спектра, где производились измерения, т. е. от $\lambda = 5701.56$ до $\lambda = 6078.48$. Из них 5 линий принадлежат Ni, 3 линии — Mn, остальные — Fe.

Очень важно было также знать длины волн линий D_2 и D_1, которые фотографировались на пластинке вместе со спектром Fe и Ni. Измерения Фабри и Перо интерференционным методом дали очень точно эти длины волн для пламени бунзеновской горелки. Так как нет основания думать, что в вольтовой дуге длина волны изменяется на 0.01 Å, то были приняты следующие цифры (округленные, без тысячных долей Å): для D_2 $\lambda = 5889.97$, для D_1 $\lambda = 5895.93$.

Конечно, не все нормали были одинаковой резкости; соответственно этому и установки не были одинаково точны, но для самых плохих линий ошибка во всяком случае не превышала 0.03 Å. Тщательно наблюдалось, чтобы в измеряемом снимке D_2, D_1 и линия никеля между ними были очень резки.

При определенных ординатах производилось два ряда установок последовательно на все 35 линий; один ряд — внизу снимка, другой — наверху. Эти два ряда цифр дают возможность узнать наклон спектральных линий к оси ординат, т. е. к направлению движения микрометра, очень точно. Для этого нужно вычесть из первого ряда соответствующие цифры второго ряда и из всех полученных разностей взять среднее. Заметим, что эта средняя величина близко совпа-

дала с разностью для D_2, D_1 и линии никеля между ними. Таким образом, можно было быть уверенным, что вводимая дальше поправка на наклон не вносит новой заметной, хотя бы и маленькой ошибки. Второй ряд установок производился исключительно для определения наклона линий; поэтому в дальнейших вычислениях можно было пользоваться исключительно первым рядом.

Как известно, спектр решетки вообще не является нормальным спектром, т. е. разности длин волн не пропорциональны расстояниям. Обыкновенно для интерполирования пользуются квадратичной формулой, но ввиду многочисленности измеренных величин этот способ вычисления представлялся слишком сложным; поэтому был применен следующий полуграфический способ. Две крайние линии 5701.56 и 6078.48 принимаются за основание. Пусть для них отсчеты по шкале будут соответственно p_1 и p_{35}. По отсчету любой другой линии p_n вычисляется ее длина волны λ_n' в предположении, что спектр нормальный, т. е. по линейной формуле

$$\lambda_n' = 5701.56 + \frac{p_n - p_1}{p_{35} - p_1} \cdot 376.92, \qquad (31)$$

где $376.92 = 6078.48 - 5701.56$. Конечно, λ_n' отличается от известной истинной длины λ_n этой линии. Вычисляется $\lambda_n - \lambda_n' = \delta_n$ для всех спектральных линий. Наибольшая величина δ_n для середины спектра достигала 0.76 Å. Далее наносятся на координатную бумагу точки, у которых ординаты δ_n и абсциссы p_n. Точки соединяются плавной кривой. Выбирается масштаб такой, чтобы 1 мм соответствовал 0.01 Å для δ_n. Обратно, для определения длины волны какой-нибудь точки, отсчет которой p' при данной ординате, вводятся прежде всего соответствующие ординате поправки на наклон линий и кривизну; получается число p. Число p вносится в (31), вместо p_n, и вычисляется λ'; затем по кривой находится δ', соответствующее данному p; наконец $\lambda' + \delta' = \lambda$, что и есть истинная длина волны данной точки. Этот способ, чрезвычайно быстрый и точный, позволяет вычислять до

200 длин волн в один день. Квадратичной формулой обыкновенно ввиду ее сложности пользуются, интерполируя между двумя соседними известными линиями, редко привлекают к интерполированию несколько линий; здесь же поправочная кривая принимает во внимание *все* измеренные линии, чем повышается точность интерполяции. Максимум кривой приходится, конечно, посередине снимка, т. е. около D_2 и D_1. Нужно отметить, что на поправочной кривой точки, соответствующие D_2, D_1 и линии никеля между ними, находятся почти рядом друг с другом, так что нет надобности брать большой масштаб для величин p_n по абсциссе. Тем не менее кривая отходит не больше чем на 0.5 мм (по ординате δ) от любой из этих точек. Это показывает, что если бы длины волн D_2 и D_1 были неизвестны, то, пользуясь третичными нормалями, можно было бы измерить их, и измеренные величины совпали бы с измерениями Фабри и Перо с точностью до 0.01 Å. До сих пор почему-то принято пользоваться не точными величинами Фабри и Перо, а старыми величинами Роуланда, отличающимися на 0.15 Å, хотя, как показывают измерения вторичных нормалей, в данных Роуланда были систематические ошибки именно такой величины в этой области спектра.

Другие точки отстоят от плавной поправочной кривой не более чем на 3 мм.

В горизонтальных интерференционных полосах на снимках, т. е. на позитивах, которые воспроизведены на фиг. 2—4, наиболее черное место находится посередине полосы; следовательно, здесь для установки по ординате мы имеем два критерия: наиболее черное место и середина. Если же мы взглянем на вытянувшиеся почти вертикальные части полос, то сразу увидим, что эти два критерия не совпадают. Теоретически это так и должно быть. Возьмем направление по абсциссе от линии поглощения к краю снимка и пересечем полосу там, где она только что изогнулась, например, вверх. Мы увидим, что полоса быстро становится черной, но,

перейдя через максимум черноты, делается расплывчатой. Это значит, что интенсивность света, быстро опустившись до минимума, подымалась вверх по более отлогой кривой.

Теоретически легко вывести закон изменения силы света по абсциссе, но я не буду останавливаться на этом, так как здесь нужно только отметить, что один критерий установки, т. е. критерий середины полосы, отпадает, а установка должна производиться на наиболее черное место. Хотя максимумы черноты очень резко выражены, является все-таки вопрос, можно ли точно установить на максимум, около которого слева и справа интенсивность падает несимметрично. Несомненно, здесь должна быть небольшая ошибка, т. е. установка должна передвинуться в сторону, где кривая падает более отлого. Этот вопрос был тщательно исследован и теоретически и экспериментально. Результат исследования показал, что в данном случае всюду эта ошибка значительно меньше ошибки установки, почему и можно было ею пренебречь. Это относится к тем местам полос, где они только что изгибаются вверх или вниз. Там, где полосы поднялись или опустились значительно и теоретически и практически, возвращается старый критерий: самое черное место посередине полосы.

Обратимся теперь к физиологической ошибке определения длин волн тех частей кривых, где установка производится по абсциссе. Эта ошибка была анализирована самым тщательным образом как экспериментально, так и теоретически. Здесь я привожу только краткие результаты длинного и по необходимости скучного анализа. Обозначим через $\Delta\lambda$ необходимую поправку и через Λ — расстояние точки от ближайшей линии поглощения. Наибольшую величину $\Delta\lambda$ имеет в том месте, где полосы круто загибают кверху или книзу. По мере приближения к линии поглощения $\Delta\lambda$ быстро уменьшается, пропорционально Λ^2; следовательно, относительная величина $\frac{\Delta\lambda}{\Lambda}$ уменьшается пропорционально Λ.

Для всех кривых *A*, *B* и *C* эта поправка не может иметь значения, хотя для *C* она уже близка к ошибке установки. При меньшей плотности пара получилась бы кривая, для которой нужно было бы вносить соответствующую поправку.

Из предыдущего видно, что определенные из очень многих измеренных величин необходимые поправки на наклон и на кривизну линий сами по себе не вносят ошибок в определение длин волн. Точно так же интерполяция привлекает столь большое число спектральных линий, что интерполированные величины так же точны, как и измеренные. В частности, интерполяция в особенности точна в наиболее важной области, около линий поглощения, где мы имеем три резкие спектральные линии: D_2, D_1 и линию никеля между ними. Поэтому можно считать, что точность измерения длин волн, соответствующих различным точкам кривой дисперсии, равна точности установки. Последняя же очень различна для различных частей кривой. Как уже было сказано, вблизи линий поглощения, т. е. там, где полосы тонки, точность велика; по мере удаления от линий поглощения полосы становятся шире, и точность уменьшается. Для проверки теоретической формулы важна не абсолютная точность, а относительная.

Этот вопрос будет обсужден далее, пока же, забегая вперед, обратимся для определения абсолютной точности к фиг. 10, часть *I*, кривая *A*. Здесь нанесены измеренные точки, причем по абсциссам отложены длины волн в масштабе сторона квадрата $=0.1$ Å. Сплошные линии соответствуют теоретической формуле. Измеренные точки должны во всяком случае лежать на плавной кривой. Возьмем часть точек кривой *A*, лежащих вправо от $\lambda = 5888$, и проведем через них карандашом плавную линию. Из всех 37 точек только 6 лежат на расстоянии 0.02 Å от плавной кривой и 1 — на расстоянии 0.05 Å; очевидно, что последняя ошибка соответствует какой-то крупной небрежности при измерении. Аналогичные (кроме крупного отступления 0.05 Å) результаты можно получить на любой кривой побли-

зости к линиям поглощения. Поэтому *максимальную* ошибку в определении длины волны вблизи линии поглощения можно считать равной 0.02 Å.

3. Измерение показателей преломления. Установка по ординате на середину широкой интерференционной полосы тем точнее, чем резче ограничена полоса. Выше было уже сказано, что добиваться чрезвычайной резкости я не мог, чтобы не испортить нежного, богатого деталями рисунка вблизи линий поглощения. Случайные причины могут несколько портить установку. Представим себе, что на щель во время фотографирования упадет микроскопическая пылинка как раз на то место, где находится светлая интерференционная полоса. В спектре пылинка вытянется в темную линию, параллельную полосе, а на негативе вдоль темной полосы протянется светлая линия. Если светлая линия не придется как раз на середину темной полосы, то распределение света поперек полосы будет асимметрическое, и установка будет несколько испорчена. Конечно, все меры против пыли на щели были приняты, но никогда нельзя ручаться за абсолютное отсутствие ее. Во избежание возможной систематической ошибки привлекались к измерению три соседние интерференционные горизонтальные полосы, т. е. измерялись y'_{k-1}, y'_k и y'_{k+1}. Нужно было вычесть или прибавить к отсчетам крайних полос величину, равную расстоянию между полосами, для того чтобы привести их к средней, и из трех полученных величин взять среднее арифметическое. На самом деле предосторожность была излишняя, так как систематических отступлений в полученных трех рядах цифр для трех полос не было замечено. Тем не менее отдельные случайные отступления значительно сглаживались вследствие большого числа измерений. В особенности это было выгодно вследствие замеченной психологической ошибки в установке. Установив раз точку на середину полосы, наблюдатель замечает случайности распределения зерна в полосе (при увеличении в 10 раз зерно уже было

видно, хотя и не ясно) и, повторяя установку, по памяти довольно точно устанавливает на прежнее место. Если же оторваться от микроскопа на минуту, то воспоминание утрачивается, установка столь же точно повторяется на несколько ином месте. Чтобы не прерывать наблюдения, выгодно было поэтому промерять по трем соседним полосам.

При определенной длине волны установка на одну полосу повторялась три раза, если крайние отклонения не превышали 0.015 ширины полосы; иначе число установок увеличивалось.

Таким образом получались величины $y'_k - e$ и попутно (так как делались измерения по трем соседним полосам) расстояния между полосами, т. е. $y'_{k+1} - y'_k$ и $y'_k - y'_{k-1}$. Для последних величин получалось, таким образом, очень большое число измеренных величин, из которых можно было вычислить среднее. Ввиду того, что расстояние между полосами, как было указано выше (стр. 86) несколько изменяется от полосы к полосе, нужно было ввести соответствующую поправку, для чего и служили эти величины. Эта поправка очень не велика, и ввести ее не представляло никакого затруднения.

При измерении величин $y_k - e$, т. е. ординат полосы интерференции без аномальной дисперсии, соблюдались, конечно, все вышеуказанные предосторожности. Теоретически интерференционная полоса в нормальном спектре должна представлять прямую линию. Центральная же полоса является прямой линией во всяком спектре. Спектр плоской решетки для узких областей очень мало отступает от нормального спектра [в поправочной кривой для длин волн (стр. 107) наибольшая поправка $= 0.76$ Å]. С другой стороны, полосы почти параллельны изображению нитей, от которых производился отсчет, так что ордината $y_k - e$ едва изменялась при перемещении в спектре на 10 Å. Поэтому середину интерференционной полосы смело можно было считать за прямую линию. Этим обстоятельством можно было вос-

пользоваться, чтобы значительно точнее определить $y_k - e$. Все $y_k - e$ наносились на координатную бумагу при соответствующих λ. Получался целый ряд точек, через которые проводилась прямая линия. Все точки всегда лежали очень близко к этой линии. В одном из снимков линия оказалась точно параллельной оси абсцисс, т. е. случайно все измерения делались над центральной полосой. Затем уже все величины $y_k - e$ отсчитывались для соответствующих длин волн по этой прямой. Этот способ „выпрямления" измеренных величин $y_k - e$ аналогичен приему арифметического среднего, и ввиду того, что число измеренных величин было очень велико, прямые проводились очень точно. Таким образом, можно считать, что величина $y_k - e$ известна значительно точнее, чем $y'_k - e$, и в разности $y'_k - y_k$ практически входит только ошибка измерения $y'_k - e$.

Для определения оси абсцисс кривой $n - 1 = f(\lambda)$, т. е. для исключения постоянной величины e, применен метод, указанный на стр. 74. Здесь остается только указать, что в каждой измеренной кривой ось абсцисс определялась по 33 парам точек, симметрично расположенных относительно $\lambda_0 = 5893$. Поэтому положение оси абсцисс известно очень точно.

В заключение остается определить точность измеренных величин показателей преломления $n - 1$. Из всего громадного числа точек (несколько сотен), полученных в окончательном результате, только несколько, не больше десяти, дают отступления в $2 \cdot 10^{-7}$. При столь большом числе измерений такие случайные, исключительные отступления совершенно неизбежны. Вообще же наиболее плохо измеренные величины дают отступления от 1 до $1.5 \cdot 10^{-7}$.

VIII. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Показатели преломления трех кривых дисперсии, A, B, C. Первоначально предполагалось промерить показатели преломления на пяти снимках, причем от снимка к снимку соответствующие величины $n-1$ возрастали приблизительно в 2—3 раза. Но когда измерения были проделаны на трех средних снимках, то результаты между ними оказались настолько согласными, что продолжать эту длинную работу являлось нецелесообразным. Кроме того, нужно заметить, что для проверки теоретической формулы нужно много точек на кривой, ординаты которых были бы достаточно велики. Иначе относительная ошибка ординаты была бы слишком велика. Этому условию уже не удовлетворял первый снимок. При малой плотности паров кривая дисперсии, приближаясь к линии поглощения, долго остается почти горизонтальной, и только в непосредственной близости к линии поглощения круто, почти под прямым углом, изламывается вертикально кверху или книзу. Здесь в горизонтальной части плохи измерения ординат, в вертикальной части разность длин волн λ какой-нибудь точки и ближайшей линии поглощения очень мала; следовательно, измеренная величина относительно не точна. Поэтому не было выгодно промерять первую спектрограмму, несмотря на то, что в ней кривую дисперсии можно проследить значительно ближе к линии поглощения.

С другой стороны, чем больше плотность паров, тем шире те области спектра, соседние с линиями поглощения, которые заполнены тонкими вертикальными, тесно лежащими и уже не разрешимыми спектроскопом полосами. Так как отступления от теоретической кривой наиболее интересны именно вблизи линий поглощения, то был оставлен и последний снимок, где полосы сливались уже на расстоянии 2 Å от D_2.

При промере кривых и при обработке полученного материала наибольшее время занимает подготовительная часть работы. Так, в промере много времени занимает определение положения нормалей железного спектра, в вычислениях — определение поправочной кривой для длин волн. Поэтому для экономии времени решено было не умножать число снимков, а измерить на каждом снимке по возможности большее число точек кривой. Уже около 70 точек (35 пар) нужно было для точного определения оси абсцисс. Для проверки кривой желательно было иметь по крайней мере вдвое больше точек. Поэтому число измеренных точек очень велико.

Для кривой A, где плотность паров наибольшая, измерено около 300, для кривой B — около 250 и для кривой C, где плотность наименьшая, — около 200 точек.

Весь полученный материал собран в табл. 4, 5, 6 (стр. 116—121). В одном столбце даны длины волн λ в единицах ангстрема в возрастающем порядке, в другом $(n-1)\cdot 10^5$. Для удобства ориентировки каждая кривая разделена на четыре неравные части.

I часть: $\lambda < D_2$; $n-1$ всюду отрицательная величина.

II часть: $D_2 < \lambda < D_1$, т. е. соответствующая точка находится между линиями D_2 и D_1. Эта часть относится только к положительным величинам $n-1$, т. е. *до* пересечения кривой $n-1=f(\lambda)$ с осью λ.

III часть: $D_2 < \lambda < D_1$, т. е. опять точка находится между D_2 и D_1, но величина $n-1$ имеет отрицательный знак. Это — часть кривой *после* пересечения с осью λ.

IV часть: $\lambda > D_2$; $n-1$ всюду положительная величина.

ТАБЛИЦА 4

Показатели преломления паров натрия. Кривая A

λ	$(n-1)\cdot10^6$	λ	$(n-1)\cdot10^6$	λ	$(n-1)\cdot10^6$	λ	$(n-1)\cdot10^6$
I		5868.25	—3.89	5886.97	—24.10	5888.41	—45.50
5702.8	—0.55	69.26	4.10	87.04	24.60	43	45.75
07.8	0.55	70.26	4.46	04	24.85	43	46.20
12.9	0.65	71.27	4.54	12	25.55	46	46.45
18.0	0.60	72.28	4.90	18	26.30	49	47.15
23.0	0.55	73.29	5.07	29	26.90	51	47.80
28.1	0.60	74.31	5.33	35	27.65	53	48.50
33.2	0.60	75.31	5.76	41	28.40	53	49.15
38.2	0.60	76.32	6.12	49	29.05	55	49.90
43.3	0.70	77.32	6.52	51	29.20	58	50.60
48.4	0.70	78.33	7.10	54	29.75	59	50.75
53.4	0.70	79.34	7.67	57	29.90	61	51.35
58.5	0.75	80.35	8.28	60	30.45	61	51.50
63.6	0.85	81.35	9.44	63	30.60	64	52.20
68.6	0.70	81.85	9.95	65	31.20	67	52.90
73.7	0.75	82.36	10.55	69	31.30	5888.68	—53.60
78.7	0.75	82.86	11.20	72	31.80		
83.8	0.80	83.36	11.90	74	32.05	D_2	
88.8	0.80	83.88	12.80	78	32.80		
93.9	0.95	84.38	13.75	83	33.50	*II*	
98.9	1.00	46	13.90	87	34.10		
5804.0	1.10	72	14.60	92	34.80	5891.38	+37.40
09.0	1.15	85	14.75	96	35.60	43	35.60
14.1	1.25	88	14.95	88.01	36.30	49	34.15
19.1	1.35	85.01	15.35	01	36.40	55	32.60
24.2	1.45	10	15.50	05	37.00	61	30.70
34.3	1.70	28	16.00	05	37.10	63	29.90
36.00	1.75	33	16.20	09	37.70	67	29.50
38.02	1.80	48	16.70	10	37.80	70	28.35
40.04	1.75	52	16.90	12	38.40	75	28.00
42.05	1.80	64	17.40	15	39.00		
44.08	1.95	72	17.65	16	38.50	78	26.85
46.09	2.05	92	18.30	17	39.25	81	26.50
48.11	2.20	86.08	19.00	18	40.00	88	25.35
50.13	2.25	26	19.65	22	40.70	89	25.05
52.14	2.30	42	20.40	24	41.35	97	23 45
54.16	2.40	46	21.10	28	42.00	92.00	22.75
56.17	2.60	62	21.80	31	42.70	05	22.30
58.19	2.75	65	22.00	34	43.40	09	21.15
60.21	3.00	72	22.50	34	43.55	13	20.80
62.22	3.05	76	22.65	36	44.05	18	19.65
64.23	3.40	83	23.20	36	44.30	22	19.30
66.24	3.55	89	23.45	39	44.75	30	18.15
5867.24	—3.71	5886.94	—23.90	5883.39	—45.00	5892.35	+17.85

λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$
5892.44	+16.25	5894.77	—14.60	5897.75	+25.80	5913.56	+4.39
63	15.10	83	16.05	76	25.35	14.56	4.32
65	13.60	85	16.90	84	25.00	15.57	4.10
79	12.10	86	17.40	84	24.55	16.58	3.89
94	10.60	87	17.65	98	23.45	17.58	3.67
93.02	9.86	90	18.35	98.03	23.00	19.59	3.56
09	9.11	92	19.10	03	22.70	21.59	3.40
15	8.35	5894.94	—19.70	13	22.30	23.60	3.20
21	7.60			14	21.95	25.61	3.00
30	6.88			23	21.50	27.62	2.80
37	6.15	D_1		26	21.20	29.63	2.65
43	5.44			35	20.80	31.64	2.50
51	4.68			40	20.40	33.65	2.30
59	3.96	*IV*		47	20.00	35.66	2.20
66	3.20			52	19.65	37.67	2.10
72	2.48			59	19.30	40.0	2.10
79	1.75	5897.03	+37.90	65	18.95	45.0	1.85
82	1.45	04	37.45	73	18.50	50.0	1.70
84	1.05	04	37.10	83	18.15	55.0	1.60
88	0.70	07	36.70	89	17.80	60.0	1.50
5893.91	+ 0.30	07	36.35	5899.00	17.40	65.0	1.35
		09	36.00	24	16.40	70.1	1.30
		09	35.55	35	15.85	75.1	1.25
III		13	35.20	59	15.10	80.1	1.15
		14	34.80	88	14.35	85.1	1.10
5893.95	— 0.05	17	34.50	5900.10	13.65	90.1	1.05
97	0.45	18	34.10	50	12.80	95.1	1.00
5894.01	0.80	20	33.80	90	12.00	6000.1	0.95
04	1.15	23	33.25	98	11.95	05.1	0.90
09	1.85	25	33.00	01.28	11.30	10.2	0.80
14	2.60	27	32.55	47	11.35	15.2	0.85
18	3.31	29	32.25	82	10.60	20.2	0.80
25	4.03	30	31.75	97	10.60	25.2	0.80
28	4.73	36	30.70	02.47	9.90	30.2	0.80
33	5.45	38	30.25	02.98	9.35	35.2	0.70
37	6.15	40	29.85	03.48	8.96	40.2	0.70
42	6.88	43	29.50	03.99	8.45	45.2	0.70
46	7.60	45	29.15	04.49	8.17	50.2	0.65
50	8.28	48	28.70	05.50	7.34	55.2	0.60
54	9.00	50	28.35	06.51	6.84	60.2	0.70
57	9.72	55	28.00	07.51	6.26	70.1	0.65
59	10.40	57	27.60	08.52	5.83	75.1	0.65
63	11.10	61	27.20	09.53	5.65	6080.1	+0.60
68	11.80	61	26.85	10.53	5.30		
71	12.50	67	26.50	11.54	5.00		
5894.74	—13.20	5897.69	+26.05	5912.55	+4.71		

ТАБЛИЦА 5

Показатели преломления паров натрия. Кривая В

λ	$(n-1)\cdot10^6$	λ	$(n-1)\cdot10^6$	λ	$(n-1)\cdot10^5$	λ	$(n-1)\cdot10^5$
I		5867.31	—1.95	5888.26	—22.20	5891.17	+24.00
		69.32	2.20	27	22.25	24	23.20
5702.9	—0.30	70.33	2.20	32	22.80	24	22.40
07.9	0.25	71.34	2.25	34	23.45	31	21.30
13.0	0.35	72.35	2.60	41	24.15	32	20.95
18.1	0.40	73.35	2.75	44	24.80	39	19.80
23.2	0.30	74.37	2.90	48	25.55	41	19.50
28.2	0.35	75.37	3.05	51	26.10	48	18.15
33.3	0.35	76.38	3.25	56	26.80	60	16.80
38.3	0.40	77.39	3.35	60	27.50	72	15.25
43.4	0.35	78.39	3.74	62	28.15	85	13.80
48.5	0.35	79.40	4.18	64	28.80	92.01	12.30
53.5	0.35	80.40	4.61	65	28.65	19	10.85
58.6	0.35	81.41	4.94	68	29.40	24	10.50
63.7	0.45	82.42	5.62	69	29.40	31	9.72
68.7	0.35	83.43	6.37	71	30.00	39	9.00
73.8	0.40	84.43	7.53	73	30.65	51	8.31
78.8	0.50	84.93	8.17	78	31.40	64	7.60
83.9	0.45	85.44	9.00	79	32.00	75	6.91
89.0	0.55	85.94	9.90	81	32.65	85	6.19
94.0	0.55	86.24	10.40	84	33.30	99	5.44
99.1	0.55	45	11.00	86	34.00	93.13	4.72
5804.1	0.65	50	11.10	88	34.70	26	4.00
09.2	0.65	70	11.70	91	35.35	40	3.30
14.2	0.70	84	12.40	92	35.95	53	2.60
19.3	0.70	95	12.65	92	36.00	66	1.85
24.3	0.75	87.00	13.05	93	36.60	79	1.20
29.4	0.80	17	13.75	95	36.65	89	0.50
34.4	0.85	26	14.25	96	37.30	5893.95	+ 0.15
39.4	0.85	30	14.40	97	37.95		
41.11	1.00	39	15.00	89.01	38.60		
43.13	1.05	40	15.05	03	39.30		
45.15	0.95	49	15.65	5889.03	—40.00	*III*	
47.16	1.10	62	16.25				
49.17	1.10	74	16.95	D_2		5894.00	— 0.20
51.19	1.25	80	17.60			08	0.90
53.20	1.25	89	18.30	*II*		20	1.60
55.21	1.35	97	18.90			27	2.30
57.24	1.45	88.03	19.60			34	2.95
59.26	1.40	10	20.25	5891.03	+28.50	42	3.64
61.27	1.60	16	20.95	07	26.95	49	4.32
63.28	1.75	21	21.60	12	25.50	55	5.04
5865.30	—1.80	5888.22	—21.45	5891.17	+24.40	5894.60	—5.72

λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$
5894.66	−6.40	5896.99	+20.60	6026.68	+1.45		
72	7.10	97.04	20.25	28.70	1.40		
76	7.75	05	19.95	30.71	1.40		
81	8.43	10	19.45	32.72	1.35		
86	9.11	10	19.20	35.0	1.35		
89	9.76	16	18.70	40.1	1.20		
94	11.10	16	18.35	45.1	1.05		
99	12.45	19	17.90	50.1	0.95		
95.05	13.75	24	17.65	55.1	0.85		
08	15.05	29	17.15	60.1	0.85		
11	14.95	37	16.40	65.1	0.75		
14	15.65	47	15.70	70.1	0.65		
16	16.25	58	14.95	75.2	0.60		
18	17.00	70	14.20	80.2	0.55		
5895.21	−18.30	81	13.45	85.2	0.60		
		94	12.70	90.2	0.55		
		98.07	12.00	95.2	0.55		
		27	11.20	00.2	0.50		
D_1		51	10.50	05.2	0.50		
		53	10.55	10.3	0.50		
		99.03	9.29	15.3	0.50		
		99.53	8.31	20.3	0.40		
IV		5900.04	7.66	25.3	0.45		
		00.54	6.95	30.3	0.50		
		01.04	6.41	35.3	0.45		
5896.55	+31.25	01.55	5.94	40.3	0.45		
58	30.50	02.55	5.29	45.3	0.45		
61	29.70	03.55	4.68	50.2	0.30		
61	28.90	04.56	4.39	55.2	0.40		
64	28.20	05.57	4.00	60.2	0.45		
69	27.40	06.56	3.55	65.2	0.45		
72	26.60	07.57	3.30	70.2	0.40		
72	25.90	08.57	3.20	75.2	0.40		
76	25.10	09.58	3.05	80.2	0.30		
78	24.35	10.59	2.90	6085.2	+0.35		
81	23.60	11.59	2.70				
83	24.05	12.61	2.50				
86	22.90	13.62	2.35				
87	23.30	14.63	2.25				
89	22.50	16.64	2.20				
91	22.10	18.64	2.00				
93	21.75	20.66	1.80				
95	21.35	22.67	1.80				
5896.98	+21.00	5924.67	+1.65				

ТАБЛИЦА 6

Показатели преломления паров натрия. Кривая C

λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$
I		5885.38	—3.71	5890.63	+21.20	*IV*	
		85.89	4.03	65	20.00		
5702.75	—0.10	86.39	4.75	69	18.50	5896.32	+20.45
07.82	0.10	86.64	4.97	76	16.90	33	19.70
12.89	0.20	86.89	5.40	82	15.40	35	18.90
17.96	0.15	87.14	5.84	92	13.90	36	18.15
23.04	0.15	39	6.45	96	13.15	40	17.35
28.12	0.25	54	6.91	91.01	12.40	42	16.65
33.18	0.20	69	6.99	08	11.65	46	15.85
38.24	0.15	84	7.41	14	10.90	50	15.10
43.31	0.20	96	7.70	22	10.15	53	14.35
48.37	0.25	88.00	8.03	30	9.50	56	13.55
53.45	0.25	08	8.43	40	8.67	61	12.90
58.51	0.10	23	9.11	50	7.92	65	12.10
63.58	0.10	34	9.80	64	7.16	72	11.35
68.30	0.15	43	10.50	77	6.44	79	10.60
73.35	0.20	57	11.15	93	5.69	90	9.86
78.41	0.20	64	11.85	92.08	4.97	97.02	9.11
83.47	0.25	73	12.55	31	4.21	09	8.35
88.53	0.20	78	13.30	57	3.46	23	7.60
93.58	0.20	86	14.00	87	2.75	38	6.87
99.15	0.25	90	14.70	93.29	2.02	48	6.77
5804.20	0.15	90	14.90	57	1.30	61	6.15
09.25	0.20	95	15.35	5893.79	+ 0.60	63	6.26
14.30	0.30	95	15.55			78	5.72
19.35	0.30	89.00	16.30	*III*		98	5.58
24.40	0.30	04	17.00			98.23	4.75
29.44	0.25	08	17.85	5894.11	—0.15	48	4.46
34.48	0.40	11	18.35	32	0.85	73	4.14
39.55	0.35	14	19.00	51	1.60	98	3.96
44.59	0.40	18	19.80	65	2.30	99.48	3.55
49.62	0.45	19	20.50	78	3.02	99.99	3.30
54.66	0.45	23	21.25	90	3.74	5900.49	3.05
59.70	0.60	25	21.90	98	4.46	01.00	2.80
64.93	0.85	27	22.10	95.04	5.18	01.99	2.50
69.76	0.90	28	22.60	10	5.90	03.00	2.20
74.81	1.10	28	22.80	17	6.63	04.01	1.90
76.82	1.40	29	23.55	23	8.06	05.01	1.70
78.83	1.50	33	24.20	31	9.44	06.02	1.60
80.84	1.80	5889.34	—24.90	37	10.85	08.03	1.50
81.85	2.10			43	12.25	10.04	1.10
82.85	2.50	D_2		46	13.65	15.08	0.95
83.86	2.70	*II*		5895.50	—15.05	20.10	0.95
5884.88	—3.30					5925.13	+0.65
		5890.57	+23.20	D_1			

Продолжение таблицы 6

λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$	λ	$(n-1)\cdot 10^6$
5930.15	+0.50	5970.29	+0.20	6010.41	+0.20	6050.43	+0.15
35.17	0.60	75.31	0.30	15.41	0.25	55.42	0.15
40.19	0.55	80.33	0.25	20.41	0.25	60.41	0.05
45.21	0.45	85.35	0.30	25.42	0.25	65.40	0.05
50.24	0.45	90.37	0.15	30.42	0.20	70.41	0.15
55.26	0.30	95.38	0.20	35.42	0.20	6075.40	+0.20
60.27	0.30	6000.39	0.20	40.43	0.05		
5965.28	+0.30	6005.40	+0.20	6045.43	+0.05		

Для всех трех кривых длина цилиндра паров принята равной длине нагревающей спирали, т. е. 8.2 см. Как уже было сказано выше, ни температуру вдоль спирали нельзя считать постоянной, ни края цилиндра не обрываются достаточно резко; поэтому абсолютной величине показателей преломления, приведенных в таблицах, можно придать очень малое значение. Все значение таблиц заключается в точности *относительных* величин измеренных показателей преломления.

Величины $n-1$ приведены вообще до половины единицы седьмого знака. Там, где эти числа употреблялись для вычисления констант и тем не менее еще очень малы, цифры восьмого знака приведены точно, чтобы при вычислениях не аккумулировать ошибки.

Общий ход дисперсии очень хорошо виден на фиг. 2—4: фиг. 2 представляет десятикратное увеличение измеренного снимка *C*, фиг. 3 и 4 — пятикратные увеличения снимков *B* и *A*. Вдали от линии поглощения и показатели преломления очень малы и дисперсия очень мала; поэтому измерены точки только приблизительно через каждые 5 Å. В табл. 6 видно, как мало изменяется $n-1$ от $\lambda=5702.75$ до $\lambda=5874.81$. По мере того как дисперсия увеличивалась и кривая загибалась, брались точки на все более и более близких расстояниях, которые доходили до 0.5 Å; далее уже

вместо установки по ординате делались установки по абсциссе, причем, конечно, из предосторожности измерялось несколько соседних точек тем и другим способом. Эти переходные места расположены различно для всех трех кривых и для различных их частей. В *I* части они вообще дальше от линии поглощения, чем в *IV*, так как показатели преломления около линии D_2 вообще больше, чем около D_1, а именно при малых $n-1$ поворот линии от вертикального положения к горизонтальному происходит особенно близко к оси ординат. Так, в равносторонней гиперболе $xy = P$, чем меньше P, тем ближе лежат горизонтальные и вертикальные ветви к осям координат, и тем ближе к началу координат и резче происходит изгиб кривой. Кривая же дисперсии представляет теоретически сумму двух гипербол.

Даем длины волн, приблизительно соответствующие переходным местам для различных кривых:

	I	*IV*
A	5884.5	5901.0
B	5886.5	5898.5
C	5887.5	5897.5

Считая от этих переходных мест ближе к линиям поглощения, задавались ординаты, и установка делалась по абсциссе. Вблизи линии поглощения полосы почти вертикальны; следовательно, почти одной длине волны соответствуют различные ординаты, различные $n-1$. Это в особенности хорошо видно в табл. 4, часть *I*, на 15—20 точках, ближайших к D_2. Обратим внимание на строки 5888.15 и 5888.16. Здесь второму значению соответствует меньшая абсолютная величина $n-1$, тогда как должно быть наоборот. Это значит, что при двух различных ординатах длина волны не совсем точно измерена: один раз сделана положительная, другой раз отрицательная ошибка; а так как таблицы распо-

ложены по возрастающим λ, то точка с меньшей ординатой попала ниже точки с большей ординатой. Впрочем, таких строк в таблицах очень мало для точек, близких к линиям поглощения. Наоборот, на краях, например, снимка C, где величина $n-1$ даже меньше максимальной ошибки измерения, она колеблется неправильно вверх и вниз около некоторой средней величины. Заметим, тем не менее, что в I части табл. 6 (кривая C) для самых далеких от D_2 и D_1 точек $n-1$ всюду имеет отрицательный знак, а для IV части соответственно — всюду положительный. Напомним, что максимальную ошибку для $n-1$ мы положили в $I - 1.5 \cdot 10^{-7}$.

Между линиями D_2 и D_1 измерено особенно много точек, так как ход кривой здесь наиболее интересен. Для кривой A мы имеем 72 точки, для кривой B — 57, и для кривой C — 41. В этой области установки всюду производились по абсциссе, так как полосы имеют очень большой наклон к оси абсцисс. Это ясно видно на фиг. 2—4.

Наибольшая измеренная величина $n-1$ была $53.6 \cdot 10^{-6}$. Это соответствует на снимке измеренной длине в 7.7 мм. Интересно отметить, насколько близко подходили измерения к линиям поглощения. В следующей табличке собраны наименьшие расстояния Λ (в единицах ангстрема) измеренных точек от линий D_2 и D_1 во всех частях трех кривых.

	I	*II*	*III*	*IV*
A	—1.29	+1.41	—0.99	+1.10
B	—0.94	+1.06	—0.72	+0.62
C	—0.63	+0.60	—0.43	+0.39

Наименьшее расстояние от линии поглощения было 0.4 Å.

2. *Определение длин волн* λ_1 *и* λ_2. Приведенным в табл. 4, 5, 6 численным материалом нужно воспользоваться для проверки теоретической формулы

$$n-1=\frac{a_1\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1^2}+\frac{a_2\lambda^2}{\lambda^2-\lambda_1^2}.$$

Эта формула содержит в себе 4 константы: a_1, a_2, λ_1, λ_2.

В главе об измерениях по методу крюков установлено было, что можно принять $\frac{a_1}{a_2}=1.98$, *если только проверяемая формула правильна*. Мы делаем это предположение и принимаем в дальнейшем $\frac{a_1}{a_2}=1.98$. Впоследствии будет обсужден вопрос о том, насколько это правильно. Пока же заметим, что по методу крюков эта величина получается с точностью, во всяком случае превышающей 2%. Полагая, таким образом, $\frac{a_1}{a_2}=1.98$, мы избавляемся от одной константы.

Далее, несомненно, что длины волн λ_1 и λ_2 линий поглощения чрезвычайно мало отличаются от соответствующих длин волн линий лучеиспускания. Сделаем снова предположение, что теоретическая формула правильна, но на этот раз уже не формула Зеллмейера, а сложные формулы (10) и (11), которые дают ход дисперсии и поглощения внутри линии, и обратимся к табл. 1 и 2, которые вычислены на основании этих формул. Мы имеем $\frac{\mu}{\nu}=2.5$. Возьмем в таблицах строку, соответствующую $\frac{\mu}{\nu}=0.4$. В табл. 1 для k_{max}. $\frac{\delta}{\nu}=0.1$; в табл. 2 — $\frac{\delta}{\nu}=0.03$. Так как наибольшее $\nu=8.7\cdot10^{-12}$, то $\delta<0.9\cdot10^{-12}$ см $=0.9\cdot10^{-4}$ Å. Здесь δ обозначает разность длин волн той точки, в которой k имеет максимальное значение, и собственных колебаний вибратора λ_0. Ввиду ничтожной малости величины δ можно сказать, что для данного $\frac{\mu}{\nu}$ максимальное значение k получает при полном резонансе, т. е. в линиях D_2 и D_1 при длинах волн λ_1 и λ_2. Вычисление кривой k как функции длины волны показывает, что эта кривая достаточно симметрична относительно λ_0, так что середину линии поглощения можно принять за λ_0.

В нашем случае, следовательно, середины линий поглощения D_2 и D_1 можно принять за λ_1 и λ_2. Все эти заключения сделаны в предположении правильности формул (10) и (11).

Весьма вероятно, что эти формулы неправильны, но также весьма вероятно, что при столь тонких линиях поглощения всякая теория укажет на то, что середину линии можно принимать за длину волны собственного колебания. Метод крюков позволяет вычислить по четырем крюкам длины волн λ_1 и λ_2 в более простом предположении, т. е. в предположении правильности формулы Зеллмейера. Исполнение равенства

$$\delta_1 - \delta_2 + \delta_3 - \delta_4 = 0,$$

где все δ отсчитываются от середин линий поглощения, дает право принять середины линий поглощения за λ_1 и λ_2.

В спектре железной дуги с натровыми парами D_2 и D_1 имеют длины волн 5889.97 и 5895.93 Å.

Следующая табличка дает измеренные разности $5889.97 - \lambda_1$ и $5895.93 - \lambda_2$ в 0.01 Å для различных снимков:

	D_2	D_1
C	0	0
B	3.5	1.5
A	2	0
D	5	3

Здесь D обозначает снимок, который соответствует значительно большей плотности паров, чем A. В кривой C обе разности равны нулю, в кривой A λ_2 практически осталось прежним, λ_1 передвинулось к меньшим λ на 0.02 Å. В снимке D мы видим, что λ_1 еще больше передвинулось к меньшим λ и сделалось заметным передвижение λ_2. Наконец, для кривой B мы имеем печальный результат. Совершенно невероятно, чтобы для B передвижения были больше, чем для A. Здесь мы, очевидно, имеем единственный среди многочислен-

ных измеренных случай, когда кассета спектрографа несколько сдвинулась от момента фотографирования линии поглощения до момента фотографирования спектра железа. Этот сдвиг равен 0.01—0.015 Å. Заметим, что при очень плотных парах (стр. 50) кажущийся центр расплывчатой линии D_2 передвигается к малым λ на 1 Å, а D_1 — на 0.3 Å к большим λ. Если правильна величина сдвига D_1 к малым λ для снимка D, то, очевидно, здесь имело бы место сложное явление смещения линии сначала в одну сторону, потом в другую. Что касается до смещения D_2 в сторону малых λ, то оно совершенно несомненно. Относительно D_1 осторожнее будет не высказываться решительно, тем более что этот результат для дальнейшего не нужен.

В спектре дуги под большим давлением линии чаще всего перемещаются к красному концу спектра; перемещения к фиолетовому представляют исключения. Но в дуге давление обусловливается посторонним газом, мы же имеем дело с парами, которые находятся в пустоте; следовательно, давление обусловливается исключительно упругостью самих паров. Вуд показал на полосах поглощения паров ртути, как различны явления при этих двух условиях.

В дальнейшем будут приняты для кривой C

$$\lambda_1 = 5889.97; \qquad \lambda_2 = 5895.93,$$

для кривых B и A

$$\lambda_1 = 5889.95; \qquad \lambda_2 = 5895.93.$$

Для кривой B это несколько произвольно, но произвол этот не выходит за пределы 0.01 Å для D_2. Как и все вообще измеренные длины волн, эти величины для λ_1 и λ_2 мы не будем считать абсолютно правильными; возможны колебания в 0.01 Å в ту и другую сторону.

Таким образом, теперь получается формула

$$n - 1 = a_2\left(\frac{1.98\,\lambda^2}{\lambda^2 - 5889.95^2} + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - 5895.93^2}\right) \qquad (32)$$

для A и B с соответствующим небольшим изменением для кривой C.

3. Главный результат работы. При помощи этой формулы вычисляем a_2 для различных пар величин $n-1$ и λ. Если формула правильна, то должны получаться для a_2 приблизительно одинаковые числа с случайными отступлениями в ту и другую сторону. Для этой цели нужно выбрать такие точки, для которых относительная ошибка в $n-1$ и в Λ, т. е. в расстоянии от ближайшей линии поглощения, не слишком велика. Для $n-1$ возьмем нижний предел в $3.6 \cdot 10^{-6}$; это соответствует величине $\frac{y_k' - y_k}{y_{k+1} - y_k} = 0.5$, т. е. перемещению полосы на половину расстояния между полосами. Для Λ возьмем нижний предел в 1 Å. Для каждой кривой получится большое число величин a_2.

Чтобы легче было сопоставить полученные результаты, они собраны для каждой кривой в одну таблицу (табл. 7, 8, 9, стр. 128—129). В таблицах первый столбец занимают абсолютные величины Λ; в следующих столбцах — вычисленные константы a_2 для *I*, *II*, *III*, *IV* частей кривой. Для Λ показаны только пределы в круглых цифрах. Числа столбцов *I*—*IV* стоят между этими пределами. Например, для Λ от 1.25 до 1.30 соответствует в *I* столбце число 1.071. Это значит, что для тех точек, у которых $5889.95 - \lambda$ колебалось от 1.25 до 1.30 Å, вычислена была постоянная $a_2 = 1.071$. Если в этих пределах было несколько точек, то для них взята средняя величина a_2; если была одна точка, то взята прямо одна вычисленная величина; наконец, если совсем не было точек, то поставлена черта. Такой вид таблицы имеет то преимущество, что по ней можно легко ориентироваться в большом количестве цифр и сравнивать полученные в различных частях константы при одних приблизительно Λ. Чем больше Λ, тем больше назначенные пределы. Величина их зависит от числа измеренных точек, и потому она различна для всех трех таблиц.

ТАБЛИЦА 7

Постоянная a_2, вычисленная по точкам кривой А

Λ	I	II	III	IV	Λ	I	II	IV
1.00			1.090	1.073	3.30	040	130	073
1.05			101	065	3.40	043		—
1.10			082	073	3.50	—		—
1.15			075	075	3.60	053		075
1.20			055	084	3.70	—		048
1.25	1.071		053	086	3.80	053		—
1.30	079		098	082	3.90	052		068
1.35	085		070	078	4.00	058		—
1.40	086	1.082	063	074	4.20	052		065
1.45	078	084	070	075	4.40	054		067
1.50	089	089	063	074	4.60	058		078
1.55	089	—	084	080	4.80	055		1.063
1.60	084	097	075	1.075	5.00	1.065		063
1.65	1.087	1.078	1.049	068	5.50	065		080
1.65	088	092		073	6.00	070		089
1.70	077	075		081	6.00	070		089
1.75	079	093		—	6.50	073		075
1.80	075	094		084	7.00	045		080
1.85	078	102		—	7.50	058		063
1.90	080	—		089	8	065		063
1.95	078	090		076	9	055		092
2.00	078	095		081	10	063		084
2.10	070	081		081	11	068		084
2.20	074	087		087	12	053		078
2.30	069	099		082	13	058		055
2.40	065	084		1.082	14	075		092
2.50	1.068	—		080	15	055		073
2.60	065	1.078		080	16	089		070
2.60	078	082		081	17	050		055
2.70	058	094		084	18	043		
2.80	049	112		—	19	036		
2.90	058	109		—	20			
3.00	063	084		082	21			
3.10	058	102		068	22			
3.20	065	102		—	23			

Когда вертикальный столбец для какой-нибудь части кончается, это значит, что для бо́льших Λ в этой части $n-1 < 3.6 \cdot 10^{-6}$. Для кривой *C* табл. 9 вообще не имеет столбца III, так как не было ни одной точки, которая при достаточно больших Λ имела бы достаточно большую величину $n-1$.

ТАБЛИЦА 8

Постоянная a_2, вычисленная по точкам кривой B

Δ	I	II	III	IV
1.00	0.590			
1.05	91	0.594		
1.10	87	85	0.591	0.574
1.15	85	83	81	75
1.20	86	81	89	79
1.25	86	86	92	78
1.30	90	—	85	78
1.35	82	82	92	71
1.40	87	81	96	78
1.45	86	83	80	79
1.50	81	78	67	79
1.55	—	—	—	—
1.60	80	—	63	84
1.65	78	87		—
1.70	76	—		—
1.75	76	87		79
1.80	—	—		—
1.85	75	—		86
1.90	75	87		—
1.95	0.572	—		84
1.95	73	0.592		—
2.00	73	—		—
2.10	67	97		0.579
2.20	71	86		72
2.30	74	77		—

Δ	I	II	IV
2.40	72	85	72
2.50	68	96	—
2.60	66	—	74
2.70	—	96	82
2.80	67	86	—
2.90	58	91	—
3.00	64	602	—
3.10	53	—	—
3.20	—	603	82
3.30	54		—
3.40	55		—
3.50	66		—
4.00	73		81
4.50	0.572		91
5.00	74		82
5.00	64		0.580
5.50	67		77
6.00	0.557		81
7.00	76		73
8.00	73		0.591
8.00			86
9.00			
10.00			
11.00			

ТАБЛИЦА 9

Постоянная a_2, вычисленная по точкам кривой C

Δ	I	II	IV
1.00	0.250	0.247	
1.05	52	—	0.255
1.10	47	52	—
1.15	50	49	48
1.20	46	52	—
1.30	47	54	47
1.40	45	52	44
1.50	52	52	52
1.60	47	55	46
1.70	44	—	—
1.80	43	54	44
1.90			

Δ	I	II	IV
1.90	0.242	0.256	—
2.00	37	48	0.255
2.20	41	51	38
2.40	49		42
2.60	—		—
2.80	43		40
3.00	41		44
3.50	45		47
4.00	35		
4.50	37		
5.00			

При беглом обзоре таблиц первое впечатление, что в каждой таблице a_2 очень мало изменяется. Это значит, что теоретическая формула очень правильна. При более внимательном рассмотрении можно заметить следующее.

В *I* части по мере возрастания Λ a_2, колеблясь, уменьшается сначала быстро, потом медленно.

В *IV* части a_2 остается почти постоянным.

Во *II* части a_2 увеличивается сначала медленно, потом быстрее.

В *III* части a_2 уменьшается сначала медленно, потом быстрее.

Еще лучше будут видны эти изменения, если сделать таблицы грубее, т. е. взять пределы для Λ больше. На это дает право вообще ничтожное изменение константы. Из всех чисел каждой из табл. 7—9, входящих в новые большие пределы Λ, взята, конечно, средняя величина. Таким образом, получаются новые короткие табл. 10, 11, 12.

ТАБЛИЦА 10

Кривая A

Λ	*I*	*II*	*III*	*IV*
1	1.082	1.089	1.074	1.076
2	1.063	1.094		1.080
4	1.059			1.069
8	1.060			1.079
16	1.057			1.071
24				

В этих таблицах колебания констант a_2 уже значительно меньше. Прежде всего, еще яснее видно, что константы a_2 изменяются чрезвычайно мало. Для кривой *A* наибольшее изменение равно 3.5%, для кривой *B* 4.7%, для кривой *C* 4.5%.

ТАБЛИЦА 11

Кривая B

λ	*I*	*II*	*III*	*IV*
1	0.583	0.585	0.584	0.579
2	0.565	0.592		0.577
4	0.569			0.583
8				

ТАБЛИЦА 12

Кривая C

λ	*I*	*II*	*III*	*IV*
1	0.247	0.252		0.248
2	0.241			0.245
4				

Это дает главный результат всей работы:

Теоретическая формула Зеллмейера для паров Na *получает экспериментальное подтверждение с точностью до* $\pm 2.5\%$.

Это значит, что в формуле (32) можно выбрать такое a_2, при котором величины $n-1$, вычисленные для определенных λ, не будут отличаться от истинных более чем на $\pm 2.5\%$.

4. Отступления от формулы Зеллмейера. Остается решить, можно ли имеющиеся небольшие отклонения объяснить как ошибки опыта или же они систематичны и обнаруживают, таким образом, некоторую неправильность теоретических основ формулы Зеллмейера.

Ход изменения величин a_2 в табл. 10, 11, 12 виден еще яснее, чем в табл. 7, 8, 9.

Так, во всех трех таблицах в части *I* верхнее число значительно больше следующих. В части *IV* изменения очень малы. В части *II* — второе число (для Λ 2—4) самое большое из всей таблицы (для кривой *C* этого числа нет). Наконец, сравнивая части *I* и *IV*, видно, что верхние числа (для Λ 1—2) приблизительно одинаковы, тогда как в следующих строках, т. е. для бо́льших Λ, числа части *IV* всегда значительно больше, чем числа части *I*. Тот факт, что эти отступления одного знака и приблизительно одинаковы для всех трех кривых, указывает уже на возможность систематических отступлений.

Для большей наглядности необходимо прибегнуть к графическому методу, т. е. вычислить кривые по формуле (32) с некоторыми средними значениями a_2 и сравнить их с экспериментальными данными.

Произвольно, но для всех трех кривых одинаково, возьмем из табл. 10, 11, 12 a_2 как средние величины для частей *I* и *IV* при $\Lambda = 2$—4 Å.

Получаются величины

$$a_2 = 1.067 \text{ для кривой } A,$$
$$a_2 = 0.573 \text{ для кривой } B,$$
$$a_2 = 0.243 \text{ для кривой } C.$$

Эти числа были внесены в формулу (32) и для трех кривых вычислены $n - 1$ при заданных λ. Результаты вычислений представлены в виде сплошных линий на фиг. 10, 11, 12.

Кривые аномальной дисперсии чрезвычайно неудобны для графического воспроизведения. Если взять некоторый средний масштаб для $n - 1$ и для λ, то для точек, далеких от линий поглощения, где величины $n - 1$ очень малы, выбранный масштаб для $n - 1$ будет слишком мал; наоборот, вблизи линий поглощения будет слишком мал масштаб для λ. Поэтому кривые изображены на трех фигурах.

Фиг. 10, наиболее важная, относится к областям, наиболее близким к D_2 и D_1 и между ними. Наибольшая величина

$\Lambda = \pm 4$ Å. Область λ — от 5886 до 5900. Масштаб для λ очень велик: 1 мм $= 0.02$ Å, сторона одного квадрата $= 5$ мм $= 0.1$ Å. Если бы в этом масштабе нанести кривую для всей экспериментально исследованной области от 5700 до 6080, то получилась бы фигура длиной в 19 м.

Фиг. 11 предназначена для тех областей, где Λ имеет величины от ± 2 до ± 27 Å. Масштаб длин волн в пять раз меньше, чем на фиг. 10, именно сторона одного квадрата $=$ $= 0.5$ Å. В фиг. 10 и 11 есть общие области, именно от $\Lambda = \pm 2$ до $\Lambda = 4$ Å.

Фиг. 12 предназначена для остальных частей спектра. Масштаб длин волн в ней в десять раз меньше, чем на фиг. 11, и в пятьдесят раз меньше, чем на фиг. 10. Сторона одного квадрата $= 5$ Å.

Масштаб величины $n - 1$ также различен для разных чертежей. В фиг. 10 он вдвое меньше, чем в фиг. 11 и 12, именно сторона одного квадрата $= 1 \cdot 10^{-7}$. Во всех фигурах точки представляют экспериментальные данные, сплошные линии вычислены по теоретической формуле (32); там, где точка падает на сплошную линию, последняя перечеркнута небольшой черточкой. Части кривых отмечены римскими цифрами *I*, *II*, *III*, *IV*. Во всех чертежах буквами *A*, *B*, *C* обозначено, к каким кривым относятся сплошные линии и точки.

Обратимся прежде всего к наиболее ясной фиг. 12. Здесь приведены только части *I* и *IV*; расстояние между D_2 и D_1 так мало, что части *II* и *III* представились бы в виде почти вертикальных линий, и все три линии для трех кривых *A*, *B*, *C* почти слились бы. Для части *I* все $n - 1$ отрицательны и лежат ниже оси длин волн; следовательно, все показатели преломления меньше единицы. В части *IV* все $n - 1$ положительны; кривые лежат выше оси абсцисс, показатели преломления больше единицы.

В фиг. 10 ради удобства сравнения различных частей кривых и ради экономии места нанесены абсолютные величины $n - 1$. Например часть *I*, которая в фиг. 12 нахо-

дится ниже оси абсцисс, в фиг. 10 находится выше оси абсцисс. Точно так же часть *III* после пересечения кривой с осью абсцисс находится выше оси абсцисс. Поэтому кривые *A*, *B*, *C*, которые в части *II* спускались вниз до пересечения с осью абсцисс, в точке пересечения переламываются и идут вверх, образуя части *III* кривых. На самом деле они должны были бы продолжаться дальше вниз, и небольшие отрезки для ясности действительно продолжены.

То же самое в фиг. 11 с той разницей, что здесь нет частей *III* и *IV* между D_2 и D_1, так как в фиг. 10 эти области в большем масштабе можно рассмотреть гораздо лучше.

Наиболее интересна, конечно, фиг. 10, к ней мы и обратимся прежде всего.

Ход точек во всех частях кривых настолько плавный, что можно мысленно провести через них кривые; поэтому дальше мы будем говорить о кривой экспериментальной и кривой теоретической, называя их „кривая *э*“ и „кривая *т*“.

Часть *I*. Кривые *э* пересекают кривые *т*. Это видно для *A* и *B*. Для *C* лучше обратиться к фиг. 11, так как в фиг. 10 точки от 5886 до 5887.4 Å становятся слишком редкими. Этим объясняется, почему константы a_2 получаются тем больше, чем мы ближе подходим к D_2 (см. табл. 10, 11, 12, для большей детальности — табл. 7, 8, 9). Константы вычислены для *A*, *B*, *C* только до значений $\Lambda = 1$ Å. Для *C* имеются экспериментальные точки еще ближе к D_2; здесь кривая *э* еще больше удаляется от кривой *т*; следовательно константа a_2, вычисленная из соответствующих точек, была бы еще несколько больше.

Часть *II*. Кривые *э* идут почти параллельно кривым *т*, все время выше их.

Часть *III*. Только после пересечения с осью абсцисс кривые *э* начинают приближаться к кривым *т* и пересекают их.

Часть *IV*. Кривые *э* идут почти параллельно кривым *т*, несколько выше их. Для *B* и для *C*, где кривые подходят ближе к D_1, замечается наклонность пересечь кривые *т*.

В фиг. 11 можно отметить следующее. В части *I*, влево от места пересечения кривых *э* с кривыми *m*, большинство точек лежит ниже кривых *m*.

В части *II* большинство точек лежит выше кривых *m*.

То же самое мы видим в фиг. 12, с той разницей, что там в части *I* нанесены не абсолютные величины $n-1$ и, следовательно, кривая находится ниже оси абсцисс. Поэтому кривая *э* лежит не ниже, а выше кривой *m*, т. е. ближе к оси абсцисс.

Таким образом, отступления, вполне систематические, приблизительно одинаковы для всех трех кривых *A*, *B*, *C*. Является вопрос, нельзя ли эти отступления охарактеризовать в простой схеме немногими словами.

Пусть имеется только одна линия поглощения и пусть речь идет не об абсолютных величинах $n-1$, а о положительных и отрицательных, как в фиг. 12. Тогда можно сказать следующее. Налево от линии поглощения кривая *э* сначала лежит ближе кривой *m* к оси абсцисс, затем опускается круче, чем кривая *m*, и пересекает ее. Направо от линии поглощения кривая *э* лежит дальше от оси абсцисс, чем кривая *m*, и, повидимому, подходя к линии поглощения, приближается к кривой *m* и собирается пересечь ее. Вблизи от линии поглощения налево наклон кривой к оси абсцисс больше, чем направо, для точек равно отстоящих от линии поглощения.

„Налево“ и „направо“ здесь значит: при меньших λ и при бóльших λ.

Если стоят рядом две линии поглощения D_2 и D_1, то между ними, повидимому, действия их складываются; поэтому в части *II* (фиг. 10) кривая *э* более приподнята над кривой *m*, чем в части *IV*, а в части *III* кривая *э* пересекает кривую *m* ближе к линии поглощения, чем в части I. Таким образом, отступления от теоретической кривой одинаковы по характеру как для линии D_2, так и для линии D_1. Они вполне систематичны и одинаковы для кривых *A*, *B*, *C*.

Далее, они настолько характерны, что не могут быть объяснены никакими систематическими ошибками измерений или комбинацией ошибок. Ввиду важности этого вопроса для дальнейших предполагаемых работ по аномальной дисперсии все возможные источники погрешностей были тщательно анализированы и найдено было, что существующее отступление нельзя объяснить систематическими погрешностями. Вместе с тем нужно заметить, что отступления очень малы, и только благодаря большому масштабу чертежей, в особенности фиг. 10 их можно ясно заметить. По ходу кривых э видно, что отступления от кривых m возрастают по мере приближения к линиям поглощения, особенно в части I. Ясно, что измерения касаются еще только тех областей, где отступления едва дают себя чувствовать.

Выше константа a_2 была выбрана, хотя и одинаковым способом для трех кривых A, B, C, но тем не менее произвольно. Существенной разницы не будет, если изменять a_2 в допустимых пределах. Характерный ход отступлений остается прежним.

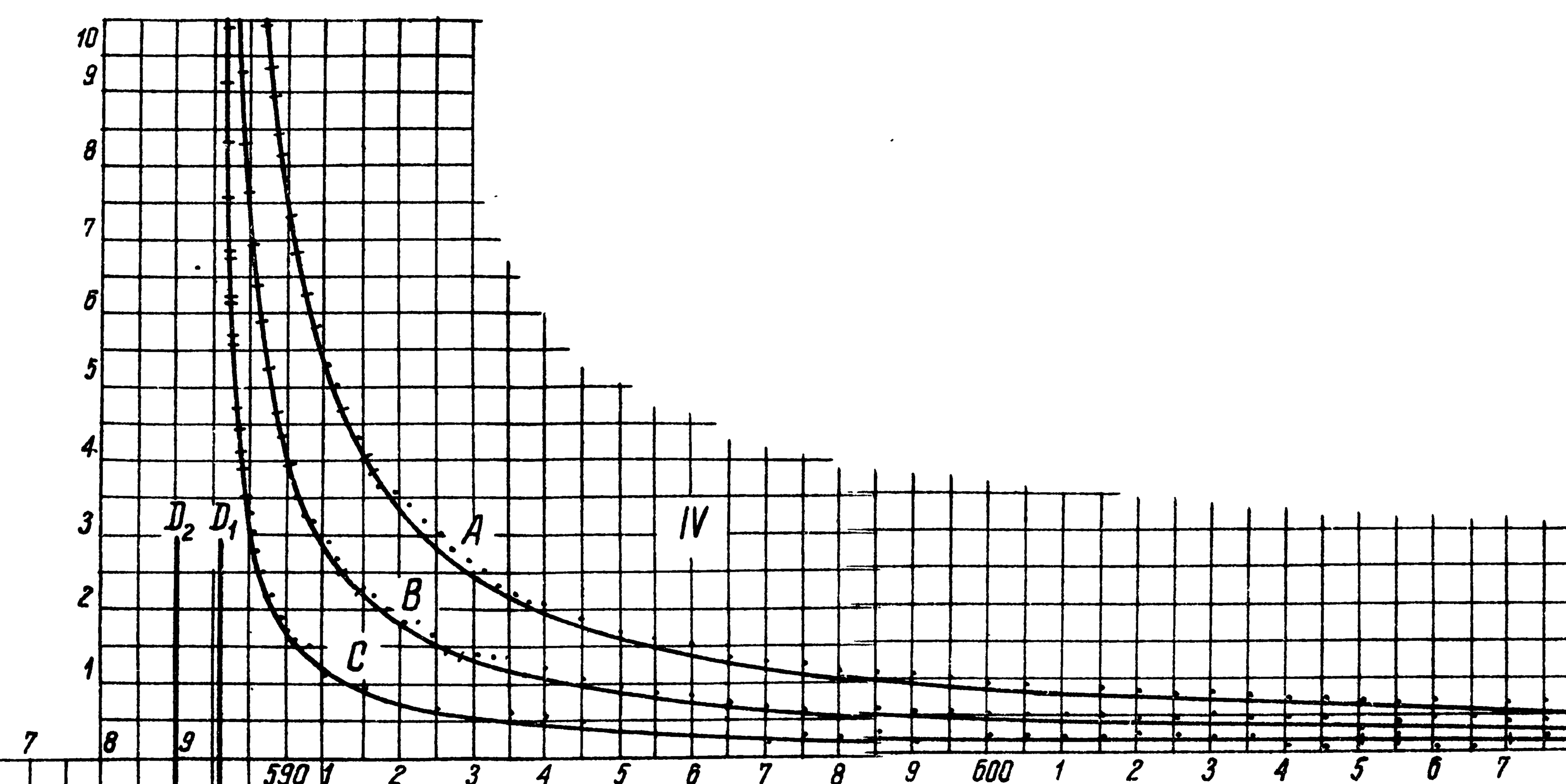
Изменения a_2 для различных кривых A, B, C не совершенно одинаковы, но лежат в пределах $\pm 1.3\%$, так что согласие можно считать вполне удовлетворительным. Укажем на фиг. 10 на одно, очевидно, плохо измеренное место для кривой C между D_2 и D_1, вблизи точки пересечения с осью ординаты. Здесь видно, что ряд точек расположен ненормально высоко сравнительно с A и B над кривой m. На спектрограмме в этом месте во время измерений был замечен некоторый дефект, который и сказался в результате.

По точке пересечения можно легко найти отношение $\frac{a_1}{a_2}$. Действительно, здесь $n=1$, и мы имеем

$$\frac{a_1}{\lambda^2-\lambda_1^2}+\frac{a_2}{\lambda^2-\lambda_1^2}=0,$$

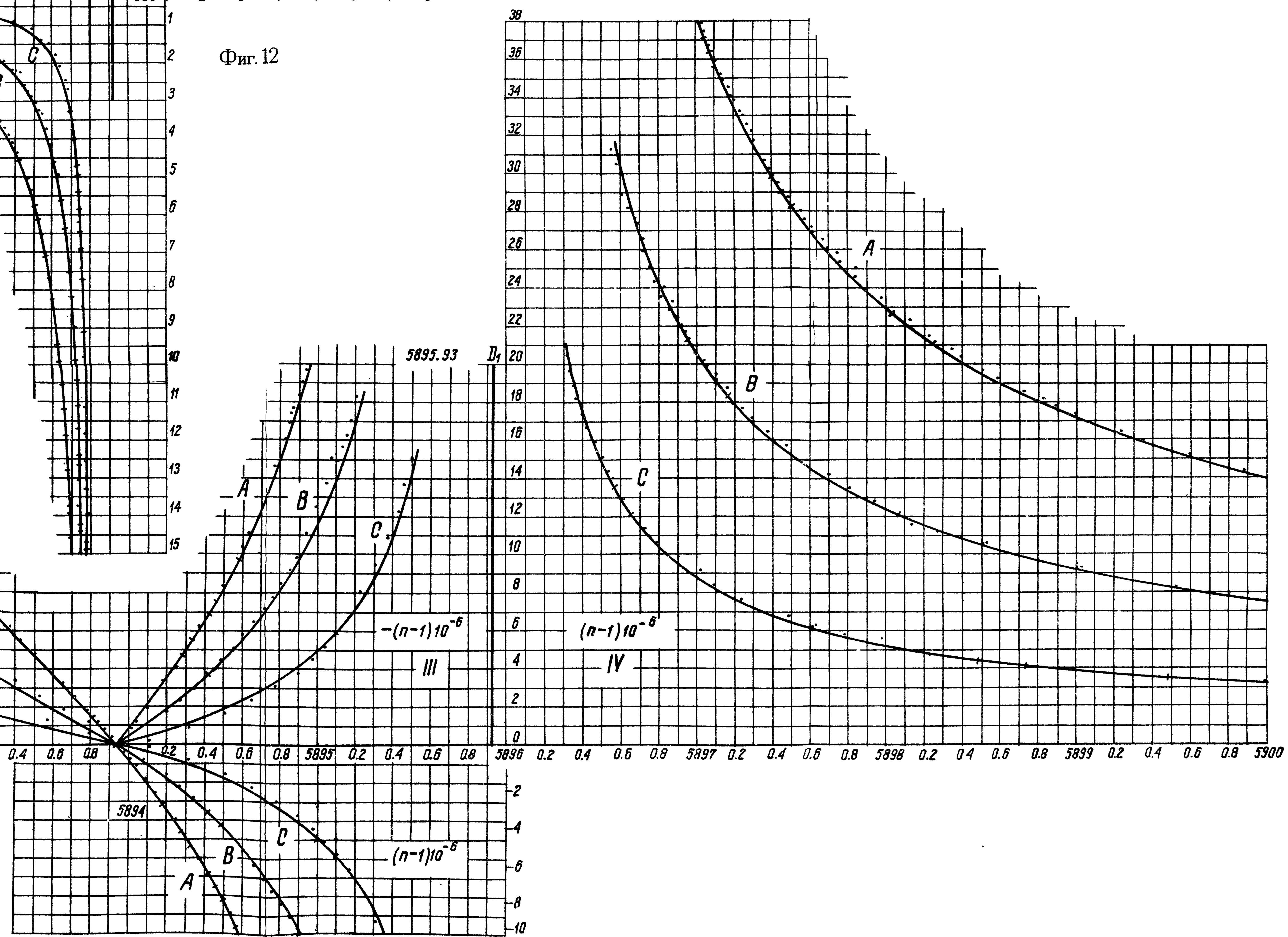
или достаточно точно

$$\frac{a_1}{\lambda-\lambda_1}+\frac{a_2}{\lambda-\lambda_2}=0.$$



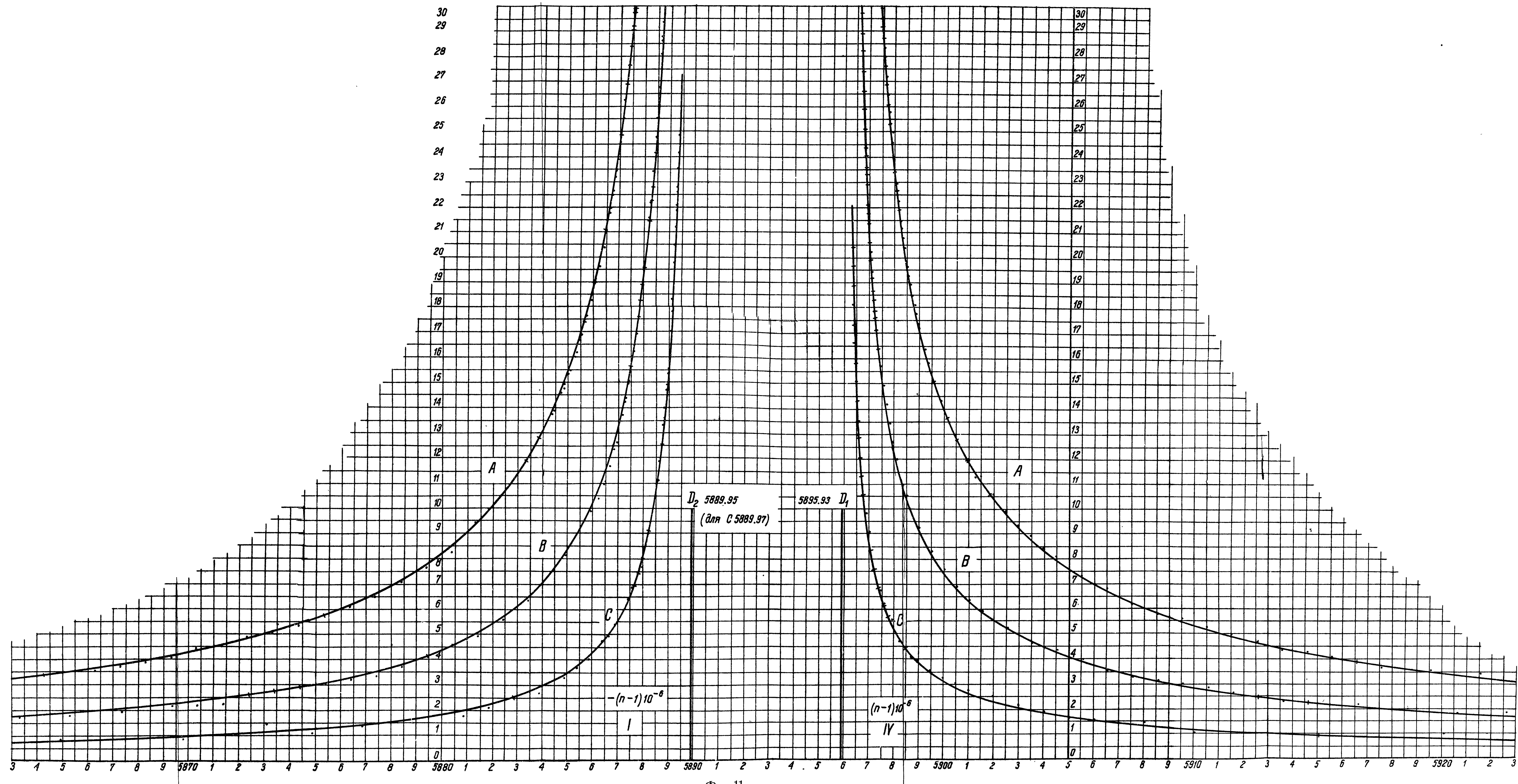
D_2
D_1
A
B
C
IV
I

Фиг. 12



A
B
C
$-(n-1)\,10^{-6}$
I
D_2 5889.95
(для C 5889.97)
$(n-1)\,10^{-6}$
II
5895.93
D_1
$-(n-1)\,10^{-6}$
III
$(n-1)\,10^{-6}$
IV
5894
$(n-1)\,10^{-6}$

Фиг. 10


A
B
C
A
B
C
D_2 5889.95
(для C 5889.97)
5895.93 D_1
$-(n-1)10^{-6}$
I
$(n-1)10^{-6}$
IV
5870
5880
5890
5900
5910
5920

Фиг. 11

Вычисляя отсюда $\frac{a_1}{a_2}$, получаем всегда величины большие, чем для кривых m (1.98), что и естественно, так как все кривые э пересекают ось абсцисс вправо от кривых m. Наоборот, если вычислять $\frac{a_1}{a_2}$, взяв пару точек в части *I* и *IV*, то результаты получаются благодаря отступлениям значительно меньше 1.98. Эта большая изменчивость явилась бы источником больших недоразумений, если бы метод крюков не дал наперед величину 1.98. С другой стороны, это показывает, что, изменяя $\frac{a_1}{a_2}$, мы можем лучше удовлетворить некоторым частям кривых, но зато отступления в других станут больше.

Является вопрос, насколько правилен метод крюков, если основные формулы не вполне правильны. Если принять для кривых m величины a_2, при помощи которых они вычислены и начерчены, то легкий подсчет показывает, что $\frac{a_1}{a_2}$ изменяется совершенно ничтожно; трудно даже определить знак изменения. Величины a_1 и a_2, вычисленные по методу крюков, будут едва заметно больше, если вставить в формулы данные из кривых э, вместо данных из кривых m. Во всяком случае отступления очень ничтожны, хотя некоторая неопределенность остается как результат произвола в выборе величин a_2 для кривых m [9].

IX. СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ НАБЛЮДАТЕЛЕЙ

Интересно сравнить полученные здесь результаты с результатами других наблюдателей. В особенности интересны измерения Лориа, который получил абсолютные показатели преломления для 20 точек кривой дисперсии в парах Na при температуре 385°. К сожалению, Лориа приводит очень мало деталей своих измерений, которые, несомненно, были очень трудны. При изменении температуры на 5°, как видно из данных Джюетта, плотность насыщающих паров изменяется в 2.5 раза; во столько же раз изменяется и $n-1$. Следовательно, уже при изменении температуры на 0.1° $n-1$ изменяется на 5%. Так как измерения перемещения полос делались при помощи окулярного микрометра спектроскопа, то они по необходимости должны были занять довольно много времени и поддерживать температуру постоянной при помощи нагревающей спирали, вероятно, было очень затруднительно.

Из полученных $n-1$ Лориа вычислял по нескольким парам точек $\frac{a_1}{a_2}$, причем получилась величина 1.3. Ближайшие к линиям поглощения точки находились на расстоянии 16 Å от D_1 и 20 Å от D_2. Вычисление $\frac{a_1}{a_2}$ по точкам, столь далеко лежащим от линий поглощения, несомненно, не может быть даже приблизительно точным.

Для того чтобы сравнить полученные здесь результаты с данными Лориа, вычислим a_2 для различных точек, так же как и для наших кривых, по формуле (32). Получаются следующие результаты.

Для точек, далеких от D_2 и D_1 (приблизительно на расстоянии 200 Å) для частей *I* и *IV* получаются одинаковые величины: $a_2 = 2.74$. По мере приближения к D_2 и D_1 в *I* части a_2 уменьшается, в *IV* — растет. Для точек на расстоянии 25 Å от D_2 и D_1 уже для *I* части $a_2 = 2.690$, для *IV* — $a_2 = 2.811$. Эти точки соответствуют краям нашего черт. 11. Отступления от формулы Зеллмейера — такие же по знаку, как и в полученных здесь кривых, но несколько больше.

Отношение $\frac{a_1}{a_2}$, как уже было сказано, можно вычислить точно только по точкам, лежащим очень близко к D_2 и D_1. На расстоянии 16—20 Å от них получается уже небольшая разница в кривой дисперсии, примем ли мы формулу Зеллмейера с двумя членами, или возьмем только один член с гипотетической линией между D_2 и D_1. Не зная истинной величины $\frac{a_1}{a_2}$, Лориа не мог оценить и полученных им результатов, которые не подтверждают, как он думал, формулу Зеллмейера, а указывают на отступления от этой формулы.

По данным Лориа и по таблице Джюэтта, можно приблизительно рассчитать среднюю температуру паров Na в моих опытах, именно 380, 373, 368° для *A*, *B*, *C*.

Интересно, что опыты Беккереля дали для $\frac{a_1}{a_2}$ величину 2, хотя, судя по точности результатов, эта величина — довольно случайная. Вообще, разные наблюдатели дают величины, колеблющиеся от 1.3 до 3, но достаточно точных наблюдений до сих пор не было. Очень близкую величину 1.85 дает Вуд из измерений вращения плоскости поляризации в парах Na, но и этой величине, судя по замечаниям самого Вуда, нельзя приписать большой точности. К таким же

неточным измерениям нужно причислить и измерения $\frac{a_1}{a_2}$ по точке перегиба кривой между D_2 и D_1, путем которых я получил в предварительных работах случайно хорошие величины. Наконец, упомянем, что Биван получил призматическим способом величины, аналогичные $\frac{a_1}{a_2}$ для двойников главной серии рубидия. Они равны 3. Отличие от величины для Na настолько велико, что, несомненно, нельзя искать причину отличия в недостаточной точности призматического метода. Для $\frac{a_1}{a_2}$ всех двойников главной серии Биван находит приблизительно одну величину. Если этот результат подтвердится более точно для рубидия, а также будет найден для натрия, то уже теперь можно сказать, что эта величина $\frac{a_1}{a_2}$ будет характерной величиной, различной для каждого (щелочного) металла и, весьма вероятно, не зависящей от условий, в каких находятся его пары. Здесь еще раз обращает на себя внимание то обстоятельство, что величина $\frac{a_1}{a_2}$ очень близка к целым числам (2 для Na и 3 для Rb).

Найденные здесь отступления от теоретической формулы указывают, в каком направлении нужно продолжать работу исследования аномальной дисперсии в парах Na. Так как отступления увеличиваются по мере приближения к линиям поглощения, то, очевидно, нужно прибегнуть к более разрешающему прибору. В этом отношении идеальным прибором является эшелонный спектроскоп, который по светосиле превосходит всякий другой прибор с большой разрешающей силой. С другой стороны, теперь уже известен ход дисперсии достаточно близко к линиям поглощения, чтобы можно было применить метод Пуччианти к плотным парам Na в непосредственной близости к расплывшимся широким линиям, где должно сказаться уже влияние поглощения на ход дисперсии. Действительно, если в одну ветвь интерферо-

метра мы поместим очень короткий цилиндр плотных паров, а в другую — длинный цилиндр паров менее плотных, для которых ход дисперсии теперь известен, то можно добиться того, что полосы интерференции почти не будут смещаться и искривляться. Тогда должно выступить влияние поглощения на ход дисперсии — члена ν в знаменателе формулы (10). Этот же метод годится для отыскания и исследования больших аномалий между D_2 и D_1 при больших плотностях паров, которые должны существовать по предположениям Вуда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель данной работы заключается в исследовании дисперсии в парах натрия вблизи линий поглощения D_2 и D_1, для чего были применены метод максимумов и минимумов (называемый здесь для краткости методом крюков) и метод Пуччианти в обыкновенном виде.

Метод крюков был выработан как теоретически, так и экспериментально и оказался чрезвычайно удобным, так как все измерения в нем сводятся к определению длин волн, соответствующих максимумам и минимумам.

Он применим во всех случаях, когда исследуется дисперсия около резкой полосы поглощения, и дает непосредственно величину дисперсии, т. е. $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$. Это является важным, так как та же величина $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$ получается экспериментально при исследовании вращения плоскости поляризации в магнитном поле.

Если теория дисперсии дает приближенное выражение для хода дисперсии, каким в настоящем случае является формула Зеллмейера, то метод крюков дает критерий точности этого выражения и позволяет определить константы a, пропорциональные числу вибраторов в 1 см^3, когда длина цилиндра паров точно известна. Во всяком же случае получается *точная* величина *отношения* констант $\frac{a_1}{a_2}$ для линий D_2 и D_1,

которая и оказалась равной 1.98 с возможной ошибкой не более 2%.

При изменении плотности паров в 50 раз это отношение изменяется почти в пределах ошибки измерений. Таким образом, возможно предполагать, что это отношение вообще является постоянной величиной для данного двойника главной спектральной серии натрия. Биван на основании своих приближенных измерений уже высказал предположение, что для всех двойников главной серии каждого элемента это отношение одинаково, и установил для рубидия величину отношения, равную 3.0. Повидимому, для различных щелочных элементов это отношение имеет различную величину.

Если теоретическое выражение хода дисперсии известно точно, то метод крюков позволяет легко определить длины волн собственных колебаний вибраторов.

При попутном исследовании дисперсии в парах брома выяснилось, что метод крюков дает возможность отыскивать и изучать закономерности в сложных линейчато-полосатых спектрах поглощения.

По методу Пуччианти был детально исследован ход дисперсии в парах Na в области спектра от 5700 до 6080 Å, причем особенное внимание было обращено на области вблизи линий поглощения и между ними. В отдельном случае измерения подходили к линиям поглощения до 0.4 Å, т. е. до $^1/_{15}$ расстояния между D_2 и D_1.

Большое число измеренных при данных длинах волн показателей преломления послужило для проверки теоретической формулы Зеллмейера, которая и оказалась правильной с точностью до $\pm$ 2.5%.

Тем не менее, найдены были отступления от формулы, настолько характерные и систематические, что объяснить их исключительно хотя бы систематическими погрешностями измерений не представляется возможным. Поэтому с значительной долей вероятности можно заключить, что формула Зеллмейера не представляет собой точного выражения хода

дисперсии. Новое вычисление данных Лориа, который считал, что его исследования подтверждают формулу Зеллмейера, показало, что и в его опытах находятся совершенно такие же систематические отступления.

Отступления эти все же еще настолько малы, что не представляется целесообразным предлагать новые гипотезы или вносить поправки в формулы до тех пор, пока исследования не будут продолжены дальше.

Ход отступлений показывает, что они увеличиваются по мере приближения к линиям поглощения, и можно надеяться, что, работая с эшелоном, удастся войти в область более заметных отступлений. С другой стороны, в тех областях спектра, которые уже исследованы, является возможность продолжать работу по методу Пуччианти в плотных парах вблизи широких линий поглощения и между ними, где, по мнению Вуда, следует ожидать больших отступлений.

Физический институт
С.-Петербургского университета.
Октябрь 1911 г.

ПРОСТЫЕ СООТНОШЕНИЯ В СПЕКТРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ



ВВЕДЕНИЕ [1]

Настоящая работа представляет естественное продолжение вышедшего в 1912 г. труда под заглавием „Аномальная дисперсия в парах натрия“.[1]

Цель этих работ двоякая. Во-первых, исследовать самое явление дисперсии; во-вторых, приблизиться с его помощью к вопросу о строении атома. Очевидно, что приступить ко второй из этих задач невозможно, не разрешив первой в существенных ее чертах. Этому и посвящена была предыдущая работа, которая касалась почти исключительно проверки основного закона дисперсии, а именно формулы Зеллмейера. В итоге этой проверки формула Зеллмейера оказалась правильной в первом приближении, по крайней мере настолько, что ею можно пользоваться для вычисления дисперсии вблизи линии поглощения, с риском ошибиться не более чем на 5%. Найденное систематическое отклонение от основного закона дисперсии, как незначительно превышающее возможные ошибки измерения, нуждалось, однако, еще в подтверждении.

Наряду с этим результатом в итоге прежнего исследования выработан был метод максимумов и минимумов (ради краткости будем называть его методом крюков) для опре-

---

[1] См. также: ЖРФХО, Физ. отд., **44**, стр. 395, 1912. — D. Roschdestwensky, Ann. d. Phys., **39**, p. 307, 1912.

деления константы формулы Зеллмейера, которая, как известно, дает возможность вычислить число колеблющихся под действием световой волны электронов, если только известна длина столба паров, пронизанная световой волной. Так как, по техническим условиям, эту величину в особенности трудно измерить, то представляется возможным найти по крайней мере отношение чисел колеблющихся электронов для различных спектральных линий, потому что длина столба паров во всяком случае остается неизменной при одновременном фотографировании кривой дисперсии около двух соседних линий поглощения.

Указанная невозможность измерить абсолютное число колеблющихся электронов является существенным ограничением на пути исследований. В высшей степени затруднительно получить столб паров щелочных металлов, ограниченный прозрачными стенками и имеющий всюду одинаковую температуру и плотность, в особенности если этот столб должен находиться внутри интерферометра. Прежде чем приступить к этой задаче, трудной, но, несомненно, осуществимой, представлялось целесообразным все-таки извлечь как можно больше из прежнего, хотя и несовершенного, но простого метода.

Интересно и важно было сделать шаг вперед в трех направлениях.

Во-первых, попытаться измерить дисперсию внутри линии поглощения. Во-вторых, ориентироваться в технике работы около других линий поглощения паров щелочных металлов. В-третьих, исследовать отношения чисел колеблющихся электронов для целого ряда спектральных линий.

Последний вопрос является главным в настоящей работе. Первый разрешается в ней только с качественной стороны: дисперсия наблюдалась внутри линий поглощения D_1 и D_2 натрия, но при таких условиях, что измерения были бы бесцельны. Решение второй задачи достигается попутно с главной, и в ходе работы обнаружилось с полной очевид-

ностью, что дублет D_1 D_2 натрия является одним из самых неудобных объектов исследования.

Чтобы выяснить значение полученных результатов, отметим, хотя бы бегло, главнейшие факты современного состояния спектроскопии.

За 60 лет интенсивной работы, выразившейся приблизительно в пятнадцати тысячах исследований,[1] спектроскопия покончила с главной своей задачей. Все элементы получили свою характеристику в списках спектральных линий, которые они дают при известных условиях; списки эти почти исчерпаны, длины волн измерены часто с поражающей точностью. Трудами Ридберга, Кайзера и Рунге, Ритца, Пашена и других установлены эмпирические зависимости между длинами волн спектральных линий. Периоды колебаний, соответствующие спектральным линиям, не зависят от температуры и, следовательно, характеризуют внутриатомные или внутримолекулярные свойства элементов. Явление Зеемана показало, что периодические колебания внутри атомов или молекул совершают электроны. Блестящий успех теории простого явления Зеемана дал право надеяться, что в короткое время удастся выяснить механизм колебаний, взаимоотношения вибрирующих электронов и в более сложных случаях магнитного разложения линий. Но вот уже 15 лет, как надежды эти не оправдались и положение вопроса, может быть, теперь хуже, чем было раньше. Новое открытие Штарка — разложение спектральных линий под действием электрического поля — пока ничего не прибавило к пониманию строения атома.

Повидимому, для создания теории указанных явлений и, следовательно, для выяснения атомного механизма еще слишком мало экспериментальных данных.

Список спектральных линий каждого элемента слишком длинен, и трудно думать, что все эти линии дает одна молекула определенного строения. Молекулы одного элемента

[1] H. Kayser, Handb. d. Spectr., **VI**, 1912. Предисловие.

могут быть ионизированы, полимеризованы, может быть, отличаются друг от друга какими-нибудь неизвестными нам признаками. Во всяком случае вполне вероятно, что с изменением строения молекулы изменяется и ее спектр.

Отсюда вытекает необходимость прежде всего установить, какие линии из всего списка, соответствующего данному элементу, принадлежат молекуле определенного строения. Но это — цель далекая и трудная, и намеки на некоторые частичные результаты в этом направлении получены только за последние несколько лет. Пути к достижению цели очень разнообразны. Наиболее прямой путь, повидимому, — количественное измерение поглощения или дисперсии света. Такие измерения дают возможность установить число электронов, соответствующих определенной линии. Если бы это число было равным или кратным числу молекул газа или пара, то этим вопрос, очевидно, был бы решен: все молекулы одинаковы, все дают одинаковый спектр, в каждой молекуле определенное число электронов соответствует определенной линии.

На самом деле, однако, число электронов в большинстве случаев значительно меньше числа молекул. Очень резкий пример дает кислород. Мы не видим линий поглощения воздуха в спектроскопе при обычных условиях, но они существуют, как это обнаруживается атмосферными фраунгоферовыми линиями в солнечном спектре. Простое вычисление показывает, что только ничтожная часть молекул кислорода воздуха участвует в поглощении света. Но чем отличаются эти молекулы от непоглощающих молекул, — это нам не известно.

Однако и независимо от решения вопроса, какой именно молекуле принадлежат данные линии, можно все же установить, принадлежит ли определенный комплекс линий молекуле одного и того же, хотя бы и неизвестного, строения, или нет. Если отношение чисел электронов, соответствующих, например, двум спектральным линиям, не зависит от температуры, давления и других внешних условий, то в высшей

степени вероятно, что эти две линии принадлежат молекулам совершенно определенного строения. Так, в спектре кислорода Жансен нашел, что интенсивность группы линий поглощения пропорциональна квадрату плотности газа. Представляется весьма вероятным, что все линии групп принадлежат одним и тем же молекулам или комплексам молекул.

Пока существует только одна работа Фюхтбауера и Гофмана,[1] которая дала некоторые результаты в смысле измерения числа электронов и сравнения их с числом молекул. Она пришла к ним путем количественного исследования спектра поглощения паров щелочных металлов. Геометрические формы слоя поглощающих паров не играют в этом методе столь существенной роли, как при исследовании дисперсии, и в этом отношении исследование поглощения быстрее ведет к цели. Но самый способ исследования достаточно сложен и применим только к некоторым частным случаям. Исследование дисперсии, метод крюков, дает очень быстро желаемые результаты, но требует для определения абсолютного числа электронов строго ограниченного плоскопараллельного слоя паров. Он применим также и в менее совершенных условиях, но тогда оказывается возможным только определение относительного числа электронов, которое, как было видно, ведет все-таки к частичному разрешению задачи. В этом смысле стремиться к усовершенствованию опыта, добиваться строго правильных геометрических очертаний слоя паров не представляется целесообразным, так как это все равно недостижимо при том огромном разнообразии внешних условий, какие представляется интересным исследовать, например при температуре вольтовой дуги или при сильных электрических полях, ионизирующих газ в гейсслеровых трубках.

В настоящей работе отношения чисел колеблющихся электронов установлены для ряда линий поглощения главной спектральной серии паров щелочных металлов.

---

[1] Chr. Füchtbauer u. W. Hofmann, Ann. d. Phys., 43, p. 96, 1914.

Для отношений одного дублета к другому получено сравнительно немного данных. Интерес их заключается в сравнении с результатами Бивана, добытыми другим методом и при других условиях.

Наибольшее внимание было обращено на отношение двух линий отдельных дублетов. Уже в предыдущей работе для отношения линий D_1 и D_2 дублета Na получилось число 1.98, достаточно близкое к 2, чтобы обратить на себя внимание. В настоящем исследовании наблюдения расширены на 9 дублетов, причем доказано, что в 6 случаях отношения, несомненно, выражаются отношениями очень небольших целых чисел. Для остальных трех дублетов окончательному установлению этого факта помешали экспериментальные затруднения. Полученные простые числовые отношения не зависят ни от температуры, ни от плотности поглощающего пара.

Помимо непосредственно ясного вывода отсюда, интересной является крайняя простота отношения для некоторых дублетов, соответствующая относительной простоте магнитного разложения линий. Можно надеяться, что эти простые соотношения, вскрывающие новую черту в строении молекул или атомов, помогут построить теорию магнитного разложения линий. Во всяком случае всякая теория необходимо должна будет с ними считаться, и Фогт[1] в своей феноменологической теории явления Зеемана уже использовал число 2, полученное еще раньше для дублета натрия.

То, что сказано было выше о целях и результатах спектроскопии, радикально изменилось за последние три года. За это время в ней создался новый, весьма важный отдел. Работы Лауе и Бреггов (отца и сына) дали возможность измерить длины волн очень коротких, рентгеновых лучей. Мозеле их измерил для целого ряда элементов. Руководствуясь схемой атомного строения Бора, ему удалось открыть закономерности между отдельными спектральными линиями.

---

[1] W. Voigt, Ann. d. Phys., 41, p. 403, 1913.

Оставляя теорию Бора в стороне, можно рассматривать эти закономерности как чисто эмпирические.

Они имеют следующий вид:

$$\nu = \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)\left(N - b\right)^2 R,$$

где ν есть величина, обратная длине волны, R — постоянная Ридберга, N — номер элемента по порядку в периодической системе Менделеева, m и n — небольшие целые числа (1, 2, 3...).

Величина b всегда меньше N. Для определенной выбранной линии, при переходе от одного элемента к другому, m, n и b постоянны; меняется только N. При изменении выбора линии нужно изменить m, n и b, и снова, увеличивая N постепенно на единицу, можно точно вычислить длины волн других линий рентгеновых спектров, по одной для каждого элемента. Чем больше длины волн аналогичных линий, тем больше величина b. Смысл этих формул следующий. Из ряда других соображений, выдвинутых школой Рутерфорда, выясняется, что N есть число электронов в нейтральном атоме, и вместе с тем Ne есть положительный заряд положительного ядра атома, если через e обозначим заряд электрона. Электрон, ближайший к ядру, притягивается почти исключительно ядром, т. е. находится под действием силы, пропорциональной Ne^2. (По теории Бора, эта сила входит в числитель формулы в квадрате). Чем дальше электрон от ядра, тем меньше сила притяжения, так как более близкие электроны нейтрализуют притяжение ядра. Поэтому более далеким электронам соответствует меньшая величина силы, пропорциональная $(N - b)e^2$, меньшее ν и большая длина волны.

Из этих весьма бегло, конечно, отмеченных фактов уже видно, что спектроскопия рентгеновых лучей за три года работы дала больше для разгадки структуры атома, чем анализ видимого спектра за шестьдесят лет. Казалось бы, что сюда и должны направиться внимание и усилия работников, так как здесь всякое новое исследование обещает непо-

средственно дать новое важное показание о внутреннем строении атома.

Но данные Мозеле указывают и на другое. Они обнаруживают, с какими электронами мы имеем дело при спектроскопии видимого спектра. Закономерности Мозеле были очень удачно подобраны по общему типу эмпирических спектральных формул Ридберга, которые в простейшем случае, для водорода, имеют вид

$$\nu = \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) R.$$

Здесь опять, подставляя вместо m и n ряд целых чисел, получаем спектральные серии. R есть точно та же величина, как и в формуле Мозеле; третий множитель $(N - b)^2$ равен единице, т. е. равен $[N - (N - 1)]^2$ для всех элементов и для всех спектральных серий. Таким образом, величина b получает наибольшее возможное значение, и мы имеем довольно убедительное указание на то, что видимому спектру соответствуют колебания самых внешних электронов атома, тех электронов, которые обусловливают ряд важных процессов, как химическое взаимодействие, ионизацию и т. д. Они же более подвержены действию внешних сил, незначительно изменяющих строение молекулы или атома. Поэтому и исследование их более сложно, так как спектр изменяется в зависимости от внешних условий. Внутрение же электроны всегда дают одинаковый спектр, независимо от химического соединения, в состав которого входит атом, или от физического состояния вещества. Как ни важна сама по себе задача изучения внутренних частей атомов, но для полного уразумения целого ряда процессов, совершающихся вокруг нас, еще более существенно познание внешних электронов. Одним из прямых методов этого познания является спектроскопия видимого спектра. Некоторый шаг в этом направлении стремится сделать настоящая работа.

I. ЗАДАЧИ, ПОСТАВЛЕННЫЕ ТЕОРИЕЙ ДИСПЕРСИИ И ПОГЛОЩЕНИЯ

Чтобы избавить читателя от необходимости обращаться к другим источникам, приведем окончательные результаты электромагнитной теории дисперсии и поглощения в том виде, в каком они чаще всего встречаются, т. е. в обозначениях, принятых[1] Фогтом[2] в его „Магнито- и электрооптике".

Показатель преломления n и коэффициент поглощения k связаны между собой следующими выражениями:

$$n^2-k^2=1+\sum\frac{\rho(\nu_0^2-\nu^2)}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2}; \tag{1}$$

$$2nk=\sum\frac{\rho\nu'\nu}{(\nu_0^2-\nu^2)^2+\nu'^2\nu^2}. \tag{2}$$

От обозначений Фогта эти формулы отличаются только тем, что вместо произведения показателя преломления на индекс поглощения $n\varkappa$ введен прямо коэффициент поглощения k. Здесь ν есть частота колебаний, т. е. $\nu=\frac{2\pi c}{\lambda}$, если c — скорость света, λ — длина волны в эфире. Соответственно этому ν_0 есть частота собственных колебаний электрона, вибрирующего под действием квази-эластической силы, в том предположении, что силы трения отсутствуют. Далее, ν'

---

[1] Эти обозначения отличаются от обозначений, принятых автором в прежней его работе, l. c.

[2] W. Voigt. Magneto- und Elektrooptik. Leipzig, Teubner, 1908.

характеризует затухание колебаний электрона, „силу трения". Наконец, наиболее важная в этой работе константа ρ дается следующим выражением:

$$\rho = 4\pi N \frac{e^2}{m}, \qquad (3)$$

откуда видно, что ρ пропорционально числу N электронов в одном кубическом сантиметре, вибрирующих с частотой ν_0. Заряд электрона e и отношение заряда к массе $\frac{l}{m}$ в этом выражении известны. Каждый член суммы Σ относится к отдельной линии поглощения; константы каждого члена ν_0, ν', ρ будут в дальнейшем отличаться индексами внизу: ν_1, ν_1', ρ_1 и т. д. Вибраторы, конечно, не должны непременно быть электронами, но линии поглощения паров щелочных металлов, которые исключительно имеет в виду дальнейшее изложение, все соответствуют колебаниям электронов, как свидетельствует об этом явление Зеемана.

Эти сложные формулы значительно упрощаются при соблюдении следующих условий:

1) показатель преломления n всегда очень мало отличается от единицы;

2) поглощение мало, т. е. величина $\frac{\rho}{\nu_0 \nu'}$ мала, по сравнению с единицей;

3) область спектра, в которой производится исследование, близка к линии поглощения; это значит, что ν мало отличается от ν_0, и там, где эти величины не встречаются в разности, можно принять $\nu = \nu_0$.

Введем также обозначение $\mu = \nu - \nu_0$. В уравнении (1) можно пренебречь величиной k^2, по сравнению с $n^2 - 1$, и формулы принимают вид

$$n = 1 - \frac{\rho\mu}{\nu_0 (4\mu^2 + \nu'^2)}, \qquad (4)$$

$$k = \frac{\rho\nu'}{2\nu_0 (4\mu^2 + \nu'^2)} \qquad (5)$$

для каждой линии поглощения, так как влияние соседних линий поглощения исчезает, если они не слишком близки к исследуемой линии.

Формулы в этом виде применялись к линиям D_2 и D_1 дублета Na; расстояние между ними в шкале длин волн 6 Å, а область исследования не превышает 1 Å. В дублете цезия 4555—4593 Å, исследованном Фюхтбауером и Гофманом (l. c.), расстояние еще больше. Так как формулы применялись к дисперсии и поглощению паров, то условие 1) было всегда соблюдено. Условие 2) необходимо соблюдалось, так как поглощение внутри линии должно быть не слишком велико, чтобы проходил свет, достаточный для наблюдения интенсивности. Вычисление показывает, что величина $\frac{\rho}{\nu_0\nu'}$ в этом случае — порядка 10^{-6}.

Если наблюдения ограничиваются прозрачными областями спектра, где $k=0$, то остается одна формула (1) для n, в которой к тому же можно пренебречь в знаменателях суммы величиной $\nu'^2\nu^2$ по сравнению $(\nu_0^2-\nu^2)^2$. При n, мало отличающемся от 1, можно положить $n^2-1=2(n-1)$, и тогда

$$n-1=\frac{1}{2}\sum\frac{\rho}{\nu_0^2-\nu^2}. \qquad (6)$$

Эта формула применяется для областей спектра, больших по сравнению с расстоянием между линиями поглощения, и потому нельзя пренебречь одними членами суммы, по сравнению с другими.

Формулы (4), (5), (6) служат объектами исследования при различных условиях.

Первая задача заключается в испытании, правильно ли они выражают ход кривых n и k. Несомненно, кривые (4) и (5) в этом отношении гораздо интереснее, чем кривая (6) вдали от линии поглощения, так как в первых двух исследуются наиболее характерные части кривых.

Рассмотрим прежде всего кривую коэффициента поглощения (5), как функцию от μ, т. е. расстояния от середины линии поглощения в шкале частот.

Середина линии поглощения ($\mu=0$) соответствует максимальному значению k

$$k_{\text{max.}} = \frac{\rho}{2\nu_0\nu'} . \tag{7}$$

По ту и другую сторону от середины линии k уменьшается вдвое при $\mu = \pm\frac{1}{2}\nu'$. Поэтому ν' может, до известной степени, служить критерием ширины линии поглощения. В широкой линии $k_{\text{max.}}$ сравнительно мало, линия представляется расплывчатой с не слишком резким максимумом, почему исследование поглощения оказывается более удобным. В парах, находящихся в эвакуированном сосуде под небольшим давлением в несколько миллиметров ртутного столба, ν' настолько мало, что линия является идеально тонкой и, следовательно, недоступной спектральному разложению и исследованию. Как будет видно далее, Фюхтбауеру и Гофману удалось увеличить ν' искусственно и подвергнуть детальному исследованию кривую k.

Кривая n (4) представляет больше затруднений для исследования. Для $\mu=0$ $n=1$; для $\mu = \mp\frac{1}{2}\nu'$, когда k получает половину максимальной величины, n достигает максимума и минимума; абсолютные значения максимума и минимума величины $n-1$ равны между собой и равны величине $\frac{1}{2}k_{\text{max.}}$.

Исходя из этого соотношения между $(n-1)_{\text{max.}}$ и $k_{\text{max.}}$, можно выяснить, насколько поглощение мешает исследованию кривой дисперсии. Если кривая дисперсии, по методу Пуччианти, — единственно здесь применимому благодаря его чувствительности, — вырисовывается в спектроскопе, то поглощение, ослабляя один из лучей света в интерферометре, заставляет размываться интерференционные полосы внутри линии погло-

щения. Легко вычислить, какая величина $(n-1)_{max.}$ может быть еще измерена при помощи этого метода. Предположим, что желательно наблюдать в максимуме кривой $n-1$ смещение N интерференционных полос при длине столба пара в d см. Как известно,

$$N=\frac{(n-1)_{max.}\,d}{\lambda}=\frac{k_{max.}d}{2\lambda}.$$

Амплитуда световых колебаний уменьшается по показательной функции, и если до вступления волны в столб паров амплитуда была A_0, то по выходе из столба она будет

$$A=A_0 e^{-\frac{2\pi k_{max.}\,d}{\lambda}}=A_0 e^{-4\pi N}.$$

При $N=0.1$, отношение амплитуд равно $^1/_3$, а при $N=0.2$ уже только $^1/_{12}$. Это соответствует отношению интенсивностей в самых светлых и самых темных местах интерференционных полос в 4 и 1.5. Очевидно, что в последнем случае полосы будут казаться очень бледными и размытыми. Эти подсчеты совершенно не зависят от длины столба пара и от величины k_{max}. В лучшем случае внутри полосы поглощения можно наблюдать смещение полос в максимуме и минимуме кривой дисперсии на 0.2 полосы. Эта величина находится на пределе измеримости, но все же, как будет видно далее, доступна наблюдению.

Следующая задача исследований — это определение констант ρ и ν'. Значение первой константы ρ ясно: она дает число колеблющихся электронов N в 1 см^3. Для ее определения наиболее пригодна формула вида (6), т. е. исследование дисперсии в прозрачных областях спектра, в частности метод крюков. Но техническое препятствие — трудность получить однородный столб паров внутри интерферометра — стоит на пути абсолютному определению постоянной ρ из дисперсии. Трудность эта заставила Фюхтбауера и Гофмана обратиться к измерению коэффициента поглощения k(5), и

здесь они впервые получили ряд важных экспериментальных результатов.

Но там, где можно удовольствоваться отношением двух постоянных $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, безусловно следует предпочесть метод дисперсии (6). Если подобное отношение не зависит от температуры, плотности и прочих внешних условий, то оно выражает свойство атома или молекулы паров: электроны, вибрирующие с частотами ν_1 и ν_2, заключены в одной и той же молекуле, и относительное число их в молекуле $= \frac{\rho_1}{\rho_2}$. Определение этих отношений и является главной целью настоящего исследования.

Смысл постоянной ν', как известно, остается неясным в теории дисперсии Гельмгольца, Друде, Фогта. Там она фигурирует как коэффициент при „силе трения" в уравнении колебания электрона. Но самый термин „сила трения" для колебаний электрона не имеет физического смысла и может быть введен только по необходимости, путем механической аналогии. Затухание колебаний электрона, по Планку, вследствие лучеиспускания, могло бы играть ту же роль, как и „сила трения", но оно слишком мало, чтобы объяснить измеренную ширину спектральных линий.

Теория Лоренца[1] дает физический смысл величине ν'. Лоренц предполагает, что электроны колеблются без затухания, но правильность их колебаний нарушается частыми столкновениями молекул. Теория приводит к тем же формальным результатам (1) и (2), как и обычные теории дисперсии; величина ν' равна двойному числу столкновений молекул в секунду и может быть вычислена, если известна температура и давление пара. При этом безразлично, сталкиваются ли молекулы пара друг с другом или же с молекулами дру-

[1] H. A. Lorentz, Proc. Amsterd. Acad., 25. Jan 1906. Краткое изложение можно найти в „Курсе физики" О. Д. Хвольсона, IV_2, вып. 2, стр. 522, 1915.

гого газа, как, например, в том случае, когда пары Na находятся в атмосфере азота. Если пары Na представляют только небольшую примесь к азоту, то число столкновений обусловливается исключительно давлением и температурой азота. Величина ν' должна быть пропорциональна давлению и корню квадратному из абсолютной температуры. При давлении в 1—2 атмосферы ν' уже настолько велико и линия настолько широка, что ее можно анализировать детально. Фюхтбауер и Гофман, измеряя k для различных ν по уравнению (5), получали величины ρ и ν'. Это дало им возможность исследовать зависимость ν' от давления и температуры и, таким образом, впервые подвергнуть экспериментальному анализу теорию Лоренца.

При исследовании кривой $n-1$ (4), величина ν' получается непосредственно. Измеряется разность длин волн, для которых $n-1$ имеет максимальное и минимальное значение. Соответствующая разность частот дает непосредственно величину ν'. С другой стороны, определение разности смещения интерференционных полос для $(n-1)_{max.}$ и $(n-1)_{min.}$ дает величину $\frac{\rho}{2\nu_0\nu'}$, т. е. $k_{max.}$. Отсюда легко вычислить ρ. Как всегда при изучении дисперсии, в конечном результате измерение сводится к определению длины. В этом его преимущество по сравнению с фотометрическим измерением коэффициента поглощения. Но выше уже было указано, какие затруднения представляет наблюдение кривой $n-1$ внутри линии поглощения.

В какой мере разрешены перечисленные здесь задачи, будет изложено в следующей главе.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Мы выделяем в особую (III) главу являющийся главной частью работы вопрос об измерении величины ρ, или, вернее, отношения двух величин $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ по дисперсии в прозрачных областях спектра согласно уравнению (6). В данной главе изложены результаты исследований кривых k уравнения (5) и $n-1$ уравнения (4).

Наблюдения над пламенами, в которые вводятся раскаленные пары щелочных металлов, почти вполне будут исключены из рассмотрения, так как пламя — слишком неопределенный объект исследования. Приближенные результаты, полученные с пламенами, нередко ошибочны даже в порядке измеряемой величины. Исключение будет сделано для опытов Гуи, которые могут дать результаты для отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ независимо от формы пламени, и для опытов Ганзена над вращением плоскости поляризации и двойным лучепреломлением в пламенах под действием магнитного поля. Результаты этих опытов необходимо оценить, имея в виду главную часть работы.

1. На первом месте стоит фотометрическое исследование Фюхтбауера и Гофмана (l. c.) — единственное, давшее абсолютные величины ρ и ν'. В идее постановка их опыта в высшей степени проста. Фотографируется спектр поглощения паров какого-нибудь из щелочных металлов, и зачернение фото-

графической пластинки измеряется систематически в различных местах при помощи микрофотометра по методу, до деталей разработанному П. П. Кохом. Относительное зачернение пластинки внутри линии поглощения и в соседних прозрачных областях спектра дает возможность вычислить коэффициент поглощения k, если известна толщина слоя поглощающих паров. Пары заключались в стеклянной трубке, аккуратно запаянной с двух концов и находившейся внутри длинной электрической печи. Температуру внутри печи можно было часами поддерживать постоянной до 0.2°, в пределах от 100° до 250° С. Небольшое количество металла, после многократной перегонки для освобождения от примесей, вводилось в трубку опять путем перегонки. При определенной температуре можно вычислить плотность насыщающих паров по данным А. Кренера.[1] Боковой отросток соединял трубку с резервуаром чистого азота, давление которого изменялось от 1 до 3 атмосфер и в одном случае равнялось 25 атмосферам. Величина ν' должна быть пропорциональна давлению азота. Величина $k_{max.}$, как видно из уравнения (7), обратно пропорциональна ν'; следовательно, при больших давлениях плотность пара (: : ρ) может быть повышена, не препятствуя чрезмерно большим поглощением точности измерения коэффициента k.

Кривые k [уравнение (5)] промерены со всей тщательностью для двух линий цезия 4555[2] и 4593 при температурах 130° С и 149° С и при давлениях в 160 и 236 см рт. столба. Они не симметричны относительно точки максимума поглощения, как этого требует уравнение (5). Если теоретическая кривая совпадает с экспериментальной в точке максимума поглощения, то со стороны малых длин волн изме-

---

[1] A. Kröner, Ann. d. Phys., **40**, p. 438, 1913.

[2] Очень часто встречающиеся дальше четырехзначные числа обозначают длину волны, выраженную в единицах Ангстрема (= 10^{-8} см). Для сокращения не будет упоминаться, что это длина волны, и не будет прибавляться в конце знак Å.

ренное k меньше вычисленного. Подъем экспериментальной кривой k, таким образом, со стороны малых длин волн значительно круче, чем с противоположной, где ход кривой почти вполне совпадает с теоретическим. Это отступление по характеру вполне сходится с тем, которое найдено было в парах Na[1] в линиях D_1 и D_2. Там тоже кривая дисперсии круче поднимается к линии поглощения со стороны малых длин волн, со стороны же больших она близка к теоретической. Весьма вероятно, что у различных линий поглощения главной серии щелочных металлов эти отступления мало разнятся по характеру. Один довод в пользу этого соображения будет приведен дальше. Фюхтбауер и Гофман нашли подобное же отступление у линии дублета Cs 3877—3889. Вообще же известно, что изменение хода кривой k влечет за собой такое же по характеру изменение хода кривой $n-1$.

Но нужно заметить, что кривые k в опытах Фюхтбауера и Гофмана и кривые $n-1$ в опытах автора были сняты при совершенно различных условиях. Кривая k относится к областям поглощения внутри широкой линии (пары при большом давлении азота); кривая $n-1$ измерена на сравнительно далеком расстоянии от тонкой линии поглощения (пары в пустоте). В последнем случае величина ν'^2 становится очень малой, сравнительно с $4\mu^2$ в уравнении (4), и мы переходим к уравнению (6), т. е. к формуле Зеллмейера. Как известно, чтобы получить формулу Зеллмейера из уравнения (1), нужно пренебречь „силой трения“ в уравнении колебания электрона.

Чтобы одновременно объяснить отступление в ходе кривых k и $n-1$, необходимо искать теоретическую погрешность в члене μ^2 в знаменателе уравнений (4) и (5) или в том же члене $\nu_0^2-\nu^2$ в уравнении (6), иначе говоря, в уравнении колебания электрона без трения. В конце концов это свелось бы к неправильности гипотезы притяжения электрона к поло-

---

[1] Д. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах натрия. СПб., 1912, стр. 75 [2].

жению равновесия пропорционально элонгации. Как уже было указано (l. c., стр. 24[3]), теоретически очень трудно отказаться от этой гипотезы, так как изменение гипотезы, на первый взгляд, влечет за собой зависимость величины $n-1$ и k от амплитуды распространяющейся внутри вещества волны, т. е. от интенсивности света.

Дальнейшие результаты работы Фюхтбауера и Гофмана заключаются в абсолютном определении величин ρ и ν'. Эти величины вычислялись по тем точкам кривых k, где отступления от теоретических кривых весьма малы.

Величина ρ непосредственно дает N [уравнение (3)], число электронов в 1 см^3, соответствующих данной линии поглощения. Для более слабой линии 4593 второго дублета цезия при 149° С и давлении 160 см получилось $N = 4.03 \cdot 10^{11}$. Число молекул вычисляется по известному при данной температуре парциальному давлению насыщенных паров Cs; оно равно $8.49 \cdot 10^{13}$. Отношение второй величины к первой $= 210$. Более интенсивной линии 4555 того же дублета Cs соответствует в 4 раза большее число электронов [4], как это будет доказано в следующей главе (Фюхтбауер и Гофман употребляют, вместо числа 4, неправильное число 3, ими же при неблагоприятных условиях полученное). Следовательно, для линии 4555 число колеблющихся электронов в 52.5 раз меньше, чем число молекул. Далее, отношение числа электронов более интенсивной линии 8528 первого дублета Cs по измерениям автора, приведенным далее, в 62.1 раза больше числа электронов линии 4555 (Фюхтбауер и Гофман за неимением числа 62.1 для Cs приближенно вычисляют с аналогичным числом 100 для Rb, данным Биваном). Отсюда число электронов линии 8528 в 1.2 раза больше числа молекул.

Наконец, отношение $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для двух линий красного дублета 8528—8950 Cs равно двум, а так как линии 8950 соответствует по крайней мере один электрон в молекуле, то линии 8528 соответствуют по крайней мере два. Таким образом,

число молекул, несущих электроны первого дублета, равно 0.6 всего числа молекул.

В этом примерном подсчете есть несколько сомнительных пунктов. Во-первых, парциальное давление паров Cs по вычислению равно 0.0036 мм; оно вычислено экстраполяцией по формуле Герца из данных Кренера, полученных в интервале от 0.3 до 6 мм давления, следовательно, вряд ли может претендовать даже на приближенную правильность. Во-вторых, число электронов линии 8528 в молекуле может быть и больше, чем 2. Во всяком случае Фюхтбауер и Гофман имеют основание подчеркнуть в своей статье тот факт, что число электронов первого дублета — того же порядка, как и число молекул. Отсюда следовало бы, что эти электроны заключены в обыкновенной, нейтральной молекуле паров щелочных металлов. Во всяком случае относительное число молекул и электронов получается совершенно иное, чем из опытов Галло[1] и Геста[2] над вращением плоскости поляризации и двойным лучепреломлением в пламенах с парами Na, находящихся в магнитном поле, или из подсчетов Лориа[3] (дисперсия в парах Na, перегоняемых в трубке с одного места на другое). В этих опытах плотность паров Na нельзя прикинуть даже приблизительно. То число, которое теперь равно 0.6, тогда было по большей мере $^1/_{200}$.

Из работы Фюхтбауера и Шелля,[4] проведенной по тому же самому методу над поглощением паров Na, получились результаты, которые значительно хуже согласуются с вышеприведенным положением. При температуре 174° C и давлении 173 см для более интенсивной линии 5890 первого дублета Na число электронов в 1 см^3 получается равным $3.04 \cdot 10^{11}$. По температуре путем очень далекой экстраполяции, вычис-

---

[1] J. J. Hallo, Arch. Néerl., X, p. 148, 1905.

[2] J. Geest, ibid, p. 291.

[3] St. Loria, Ann. d. Phys., 30, p. 240, 1909.

[4] Chr. Füchtbauer u. D. Schell, Verh. d. D. Phys. Ges., 15, p. 974, 1913.

ляется давление насыщающих паров Na. Оно равно 0.0001 мм. Отсюда подсчитывается число молекул в 1 $см^3$ — $2.22 \cdot 10^{12}$. Отношение первого числа ко второму $= \frac{1}{7 \cdot 3}$. Так как главной линии дублета Na соответствует по крайней мере 2 электрона, то число всех молекул в 14.6 раз больше числа молекул с электронами главного дублета Na. Фюхтбауер и Гофман сами отмечают, что давление насыщающих паров вычисляется из температуры в высшей степени не точно (только порядок величины), и намереваются повторить опыт при более высоких давлениях. Вопрос, поставленный работой Фюхтбауера и Гофмана, очевидно, в высшей степени важен. Отношение чисел электронов $\frac{N_1}{N_2}$ $\left(\text{равное } \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)$ первой (более интенсивной) и второй линий дублета 5890—5896 Na равно, по измерениям автора [из дисперсии, уравнение (6)], 1.98, т. е. в пределах погрешностей измерения 2. Такое же отношение измеряется, как будет видно далее, для всех первых дублетов щелочных металлов (K, Rb, Cs). Наблюдения Фюхтбауера и Шелля над кривой поглощения [уравнение (5)] подтверждают это число для первого дублета Na; они дают число 2.03. Следовательно, в молекуле находится по крайней мере один электрон линии 5896 и два электрона линии 5890. Общее число степеней свобод колебаний трех электронов равно 9. Как и во всех дублетах главной спектральной серии, линия 5890 разлагается в магнитном поле на 6 слагающих, линия 5896 — на 4. Отсюда общее число степеней свобод равно по крайней мере 10; следовательно, в молекуле должно быть по крайней мере 4 электрона 5890 и 2 электрона 5896, т. е. 18 степеней свобод. В явлении Зеемана некоторые степени свобод совпадают, т. е. им соответствуют колебания одного и того же периода.

Из этих рассуждений ясно, как важно определить не только отношение $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, но также и абсолютную величину ρ_1.

Окончательное решение последнего вопроса поставит сравнительно очень определенную кинематическую задачу для колебания электронов в магнитном поле. Поэтому автор имеет в виду параллельно с предпринятой работой Фюхтбауера и Гофмана измерить ρ_1 из дисперсии в прозрачной области спектра [уравнение (6)]. Измерение величины k сравнительно удобно в техническом отношении, но его не легко сделать при большой плотности паров, так как поглощение в этих условиях может быть слишком велико для измерения. Это неудобство можно устранить только до известной степени, уменьшая длину трубки с поглощающими парами.

Из дисперсии можно измерить ρ_1 по методу крюков при сколь угодно большой плотности паров.

Данные Фюхтбауера, Гофмана и Шелля для абсолютной величины ρ_1 можно рассматривать как предварительные. Вышеприведенные рассуждения требуют, чтобы число электронов более интенсивной линии первого дублета превышало число молекул в 4 раза. Возможно ли, что действительная плотность паров Cs в 3 раза, а плотность паров Na в 30 раз меньше, чем экстраполированные, для нас трудно сказать.

У второго дублета Cs 4555—4593 Фюхтбауер и Гофман получают отношение 3 для величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$:

„Nun ergibt sich aus unseren Versuchen, die allerdings wegen der geringen Absorption der Linie $\lambda = 4593$ Å. — E. bei der für $\lambda = 4553$ Å. — E. schon reichlich hohen Temperatur hier nicht die Genauigkeit der vorhin mitgeteilten Versuche erreichen, für das Verhältniss der zwei Linien des Paares von Cäsium eine nicht weit von 1 : 3 abweichende Zahl“ [5].

На самом деле это число равно 4. Если коэффициент поглощения изменяется в 4 раза, то отношение интенсивностей лучей света, прошедших через поглощающий слой паров, изменяется в 4-й степени. Не меняя температуры (плотности паров) или длины трубки с парами, трудно хорошо измерить кривую k для обеих линий.

Как уже было упомянуто, для отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ у первого дублета Na 5890—5896, Фюхтбауер и Шелль нашли правильную величину 2.03, т. е. в пределах погрешности — 2. Для третьего дублета Cs 3877—3899 они находят по крайней мере 4, во всяком случае больше, чем 3. В действительности получается число не меньше 7.

В особенности ценные результаты дала работа Фюхтбауера и Гофмана в смысле проверки теории Лоренца. Такая проверка осуществлена была главным образом исследованием зависимости величин ν' от давления азота. Как уже было указано, ν' должно быть пропорционально давлению, т. е. $k_{\max.}$ [уравнение (7)] обратно пропорционально давлению, если ρ от давления не зависит.

Было сделано много снимков для линий Cs 4555 и 4593 при температуре приблизительно 130° C и при давлении, с одной стороны, 118 см, а с другой — 236 см. Отклонения от обратной пропорциональности величины $k_{\max.}$ давлению были не больше 10%. Далее, величина ν' должна быть равна двойному числу столкновений в 1 сек. молекулы паров металла с молекулами азота. Принимая диаметр молекул азота и цезия равным $3.0 \cdot 10^{-8}$ см, можно вычислить число столкновений. Оно оказывается в 32 раза меньшим величины $\frac{\nu'}{2}$, а для паров натрия (по работе Фюхтбауера и Шелля) — меньшим в 18 раз. Если принять во внимание, что предварительно подсчеты самого Лоренца, по данным Галло (пламя), вели к гораздо бо́льшему несоответствию числа столкновений с величиной ν', то ясно, что результаты Фюхтбауера и Гофмана представляют важный шаг вперед.

Действительно, понятие „диаметр молекулы“ очень неопределенно. Если предположить, что молекулы начинают воздействовать друг на друга на расстоянии в $\sqrt{32} = 5.6$ большем, то, как замечают Фюхтбауер и Гофман, несоответствие отпадает. Во всяком случае, теперь впервые процесс

поглощения света начинает несколько уясняться, и является надежда, что теория Лоренца улавливает главные черты процесса. Что она не может быть правильной до конца, в этом нет сомнения, так как процесс столкновения или взаимодействия двух молекул при сближении, несомненно, весьма сложен. Вспомним попытку Б. Б. Голицына[1] объяснить ширину спектральных линий электромагнитной связью, возникающей между вибраторами двух сблизившихся молекул, подобную же попытку Экмана,[2] наконец, замечательную параллель, проведенную Штарком[3] между разложением спектральной линии в электрическом поле и расширением ее при увеличении плотности паров.

Величины ν' при определенной температуре (и плотности) одинаковы для двух линий одного дублета. Этот факт хорошо согласуется по теории Лоренца с тем фактом, что электроны обеих линий каждого дублета заключены в одной молекуле. Наконец, последние данные (пропорциональность ν' давлению) Фюхтбауера и Гофмана указывают на то, что ρ, т. е. число электронов, не зависит от давления нейтрального газа, в данном случае азота.

2. Перейдем к другим исследованиям, также чисто фотометрического характера, а именно к опытам Гуи.[4] Из этих исследований мы здесь коснемся только одного, ближе интересующего нас вопроса — определения отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для двух линий одного дублета путем измерения относительной интенсивности этих линий в спектре пламени бунзеновой горелки.

Отношение интенсивностей двух линий в спектре пламени измерялось очень часто, в особенности для желтых линий Na 5890—5896. У разных исследователей эти отношения

---

[1] Fürst B. Galitzin, Wied. Ann., **56**, p. 78, 1895.

[2] Ekmann, Ann. d. Phys., **24**, p. 579, 1907.

[3] I. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys., **43**, p. 1017, 1914.

[4] Gouy. Recherches photométriques sur les flamme colorées. Thèse. Paris, Gauthier-Villars, 1879.

получаются очень различными в зависимости от яркости пламени. Наряду с лучеиспусканием здесь имеет место и поглощение света самим пламенем, не одинаковое для обеих линий. Большая трудность разделения этих двух явлений заставляет отказаться от разбора этого рода работ, интересных с других точек зрения. Чем меньше интенсивность пламени, тем, конечно, меньше плотность раскаленных паров, тем меньше поглощение. При чрезвычайно малой плотности поглощение практически отсутствует, и в таком случае интенсивность линии пропорциональна числу лучеиспускающих электронов. Отношение интенсивностей возрастает по мере уменьшения яркости пламени, приближаясь к некоторой определенной величине, которая должна быть равна $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, так как число лучеиспускающих электронов равно числу поглощающих. Очень хорошо иллюстрируется это явление для линий Na 5890 и 5896 на одном снимке Вуда,[1] где одновременно имеются две фотографии спектров яркого и бледного пламен.

Метод Гуи заключается именно в измерении относительной интенсивности двух линий для пламени, яркость которого равна нулю. Измеряются в одних и тех же произвольных единицах интенсивности i_1 — линии 5890 и i_2 — линии 5896. Отношение $\frac{i_1}{i_2}$ можно рассматривать как функцию, например, от i_2. Измерение доводится до крайних пределов, когда уже фотометрирование становится неточным вследствие малой интенсивности i_2. При этом пламя едва светится, а тогда, следовательно, плотность паров очень мала, и поглощение совершенно ничтожно. Но функция экстраполируется дальше для $i_2 = 0$, и полученное предельное отношение $\frac{i_1}{i_2}$ равно $\frac{\rho_1}{\rho_2}$. Гуи экстраполирует в связи с другими соображениями, в которые мы не будем входить, довольно сложным способом, но графическая экстраполяция дает те же результаты. Вот две серии измерений Гуи для линий Na:

[1] R. W. Wood, Phys. Ztschr., **15**, p. 382, 1914.

i_2	$\frac{i_1}{i_2}$		i_2	$\frac{i_1}{i_2}$	
	выч.	набл.		выч.	набл.
0	1.90	—	0	2.00	—
0.39	1.86	1.94	0.053	1.94	1.93
1.14	1.85	1.90	0.099	1.88	1.91
2.88	1.78	1.80	0.127	1.84	1.96
3.80	1.73	1.68	0.167	1.79	1.86
6.80	1.45	1.44	0.198	1.75	1.78
9.80	1.37	1.43	0.186	1.76	1.66
15.20	1.33	1.27	0.219	1.73	1.76
15.80	1.34	1.28	0.389	1.56	1.54
			0.460	1.52	1.65
			0.530	1.48	1.46
			0.690	1.42	1.40
			0.840	1.39	1.36
			1.210	1.39	1.37
			1.280	1.36	1.48

Вторая серия сделана более детально, чем первая, которую мы приводим не целиком, опуская дальнейшие измерения при больших i_2. Обе серии довольно согласно дают для $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ близкие числа 1.9 и 2.0. Кроме того, имеется очень короткая серия для второго дублета рубидия 4202—4261:

i_2	$\frac{i_1}{i_2}$	
	выч.	набл.
0	2.90	—
1.10	2.32	2.20
2.19	2.08	2.11
3.16	1.91	1.89

Здесь последнее измерение 2.20 сделано при сравнительно большой еще плотности паров Rb, так как глаз мало чувствителен к фиолетовым лучам и фотометрирование при малых интенсивностях не возможно. Гуи дает для $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ величину 2.9, опять-таки путем сложной экстраполяции из трех наблюденных величин. Графическая экстраполяция дает что угодно

от 2.2 до 3.0. Вряд ли можно принять величину Гуи 2.9, тем более что исследование дисперсии дает 2.575, число — достаточно близкое к 2.5.

Не зная, повидимому, работ Гуи,[1] Вуд (l. c.) в беглом наблюдении показал, что отношение интенсивностей двух желтых линий Na сильно возрастает с уменьшением яркости горелки. В пламя горелки Мекера совсем не вводилась соль Na; оно было окрашено только теми частицами соли, которые носились в воздухе. Предварительно на другой горелке некоторое время раскалялся кусок NaCl.

Снимались на одной пластинке одна за другой 5 фотографий дублета с выдержками 1, 2, 3, 4, 5 минут. Линия 5890 первого снимка оказалась интенсивнее, чем линия 5896 на третьем снимке, и слабее, чем на четвертом. Отношение интенсивностей Вуд оценивает в 3.75. Но это число, очевидно, слишком велико. Быть может, содержание частиц натровой соли в воздухе за несколько минут заметно уменьшилось? Серия снимков в 5, 4, 3, 2, 1 минуту выдержки, повидимому, не была сделана.

3. Исследования кривой $n-1$ [уравнением (4)] внутри линии поглощения находятся еще в стадии предварительной работы. Тем не менее, автору удалось наблюдать окулярно ход дисперсии внутри заведомо простой линии поглощения.

Оптическая схема сохранена во всех существенных чертах та же самая, как и в предыдущей работе автора. Чтобы нагляднее изложить изменение некоторых деталей, мы

---

[1] Вуд цитирует ряд работ, не упоминая о Гуи. Вообще замечательная работа Гуи, сделанная в 1879 г., не могла, конечно, получить теоретической оценки в свое время, а с тех пор была совершенно забыта до 1913 г., когда Ладенбург и Райхе (Ann. d. Phys., **42**, p. 181, 1913) анализировали ее с точки зрения современной теории поглощения. Исследования Гуи блестяще подтверждаются теорией. Одной работы Гуи собственно достаточно, чтобы опровергнуть утверждение Прингсхейма о люминесценции паров натрия в пламени горелки.

помещаем (далее, в гл. III) тот же самый схематический чертеж.

Напомним главные части установки. По методу Пуччианти, горизонтальные интерференционные полосы интерферометра $J_1J_2J_3J_4$ проектируются линзой L_2 на вертикальную щель f спектрографа аутоколлимационного типа. Ход лучей в спектрографе следующий: f — p (отражающая призма) — L (объектив) — G (диффракционная решетка) — L — p (лучи проходят под призмой) — P (фотографическая пластинка или окуляр). В P, следовательно, наблюдается кривая $n-1$ как функция длины волны. Трубка T заключает в себе пары Na. Чтобы ход обоих пучков лучей в интерферометре был одинаков, на пути другого луча помещается такая же трубка T_1. Она теперь отделена от трубки T. Остальные части пока не имеют значения.

Для того чтобы расширить линию поглощения, необходимо получить пары Na в атмосфере индифферентного газа (азота) при значительном давлении. Из опытов Фюхтбауера и Шелля для линии D_2 (5890) имеются следующие данные: при температуре 174° и давлении азота в 173 см $k_{max.} = 4.24 \cdot 10^{-7}$ и $\nu' = 3.46 \cdot 10^{11}$. Кривая $n-1$ [уравнение (4)] имеет расстояние между максимумом и минимумом, равное ν' в шкале частот. В шкале длин волн эта величина равна 0.64 Å, а при давлении в 76 см соответственно 0.28 Å. В спектре 2-го порядка нашего спектрографа 1 Å соответствует 0.2 мм. Следовательно, все явление изгиба кривой дисперсии должно наблюдаться при давлении в 1 атмосферу на длине в $0.2 \times 0.28 = 0.056$ мм. При окулярном увеличении в 20 главная часть картины занимает приблизительно 1 мм. Значительно усилить линейное окулярное увеличение уже трудно, так как яркость картины уменьшается в квадрате и наблюдение внутри линии поглощения становится затруднительным.

Если принять во внимание, что интерференционные полосы далеко не похожи на тонкие спектральные линии, но всегда

имеют некоторую конечную ширину, то становится ясным, что вся картина имеет еще недостаточные линейные размеры. Следовательно, с одной стороны, нужно увеличить дисперсию, с другой же стороны, работать при меньшем давлении азота уже невозможно. Но, как будет видно далее, нельзя и повышать давление значительно.

Для абсолютных измерений необходимо, чтобы пары Na были заключены в трубку, закрытую с обеих сторон плоско-параллельными пластинками стекла или аморфного кварца. Пары должны заполнять всю трубку, и последняя должна иметь по всей длине одинаковую температуру. Иначе говоря, электрическая печь в виде трубки, нагреваемой током, проходящим по обмотке, должна быть длинной по сравнению с трубкой, находящейся внутри печи и заключающей пары Na. В этих условиях заключается техническая трудность постановки опыта. При измерении коэффициента поглощения не требуется большой геометрической правильности хода лучей. Поэтому трубку достаточно аккуратно запаять с двух сторон. Для нашей же цели необходимо к концам трубки прикрепить плоскопараллельные пластинки; между тем не удается подыскать такую замазку или цемент, которые выдерживали бы изменение температуры на несколько сот градусов и не разрушались под действием паров щелочных металлов.

Кварцевые трубки с приплавленными плоскопараллельными пластинками из аморфного кварца, изготовляемые некоторыми фирмами, вполне хороши во всех отношениях, но имеют тот недостаток, что они очень дороги; не одна трубка погибнет при предварительных опытах, так как при небольшом повышении температуры пары щелочных металлов уже сильно разъедают кварц и стекло. Далее, при исследовании поглощения не имеют значения потоки воздуха внутри и в особенности на краях печи. Но в интерферометре присутствие теплых воздушных потоков, конечно, не допустимо, и для устранения их трубка с парами должна быть заключена в другую трубку, очень длин-

ную, выходящую за края печи и, в свою очередь, закрытую плоскопараллельными стеклами и эвакуированную[6]. Все это сильно усложняло постановку опыта и привело к попытке поставить предварительные исследования в очень грубых условиях.

При обычных условиях, когда измеряется только относительная величина $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, трубка T эвакуирована и нагревается током только в средней части, где лежит небольшое количество металлического Na. Пары медленно перегоняются в более холодные части трубки. В таких условиях явление очень устойчиво и кривые дисперсии целыми часами остаются неизменными. При введении в трубку воздуха должны образоваться теплые и холодные воздушные течения. Температура сделается неравномерной в вертикальном направлении, различные части пучка параллельных лучей внутри трубки окажутся при неодинаковых условиях, и тогда интерференционные полосы размоются и пропадут.

Воздух впускался в нагретую трубку с парами Na очень медленно, через тонкий оттянутый капилляр, чтобы соединение кислорода с Na не происходило слишком быстро и чтобы столб паров Na не был механически сдвинут воздушным потоком. Запаяв капилляр спичкой, можно было в любой момент прекратить доступ воздуха и снова эвакуировать трубку. Интерференционные полосы по мере впускания воздуха постепенно проходили через поле зрения, величина дисперсии несколько уменьшалась вследствие охлаждения. При прекращении доступа воздуха интерференционные полосы моментально останавливались и оставались неподвижными. До давления в 17 см резкость их заметно не уменьшалась, но, начиная с этого давления, они быстро размывались, и к 30 см едва были видны туманные следы полос. Однако опять при прекращении доступа воздуха эти и следы полос оставались совершенно неподвижными. Не было заметно неправильного дрожания полос, как в том случае, когда

через интерферометр проходит поток нагретого воздуха, например от поднесенной к пучку лучей руки. Следовательно, процессы, протекающие в нагретой трубке с Na и азотом, очень устойчивы, а в таком случае легко можно устранить размывание полос.

Действительно, высчитаем рабочую ширину параллельного пучка лучей в трубке, диаметр которой равнялся 2.5 см. Угол зрения, под которым видна диффракционная решетка G из точки щели f, равен длине решетки, деленной на фокусное расстояние объектива L, т. е. $\frac{8\text{ см}}{170\text{ см}} = 0.047$. Щель f находится в главном фокусе линзы L_2, проектирующей полосы равного наклона, т. е. локализированные на бесконечности. Следовательно, рабочая ширина пучка, попадающего на решетку, равна до падения на линзу L_2, т. е. внутри трубки, фокусному расстоянию линзы L_2, помноженному на угол зрения: 23 см $\times$ 0.047 = 1.1 см. Она только вдвое меньше диаметра трубки. Если уменьшить фокусное расстояние до 3 см, то рабочая ширина пучка уменьшается до 0.14 см. На длине в полтора миллиметра поперек трубки нагретый азот и пары Na достаточно однородны, чтобы различные части этого тонкого пучка оказались при одинаковых условиях. Действительно, замена линзы L_2 частью объектива от микроскопа сразу сделала полосы совершенно резкими, и такими они оставались даже до давления в 2 атмосферы. В высоту диффракционная решетка имеет только 5 см; следовательно, размеры пучка параллельных лучей в вертикальном направлении достигают всего 0.7 мм; между тем именно в этом направлении должна быть особенно выражена неоднородность внутри трубки.

Короткофокусная линза L_2 практически проектирует на щель уменьшенное изображение нагретой части трубки, которая находится приблизительно на расстоянии 50 см от линзы. Это изображение имеет диаметр приблизительно в 1 мм. На нем укладывается 3—4 интерференционных полосы,

которые, следовательно, очень узки, что также благоприятствует наблюдению небольших изгибов кривой дисперсии.

Как уже было сказано, при давлении внутри трубки в 1 атмосферу, линия поглощения еще недостаточно широка, чтобы можно было ограничиться разрешающей силой и дисперсией спектра 2-го порядка. Теоретическая разрешающая сила решетки в 8 см длины с 14 432 линиями на дюйме в спектре 2-го порядка равна 91 000, что соответствует разности длин волн двух разрешаемых тонких спектральных линий в 0.065 Å. Практически разрешающая сила решетки была исследована следующим способом. На пути одного луча в интерферометре был помещен ряд стеклянных плоскопараллельных пластинок, которые в сумме имели толщину d' в 7.36 см. В непрерывном спектре с трудом наблюдается при этом ряд почти вертикальных, очень тесно расположенных интерференционных полос. Если бы толщина d' была еще несколько увеличена, то полосы слились бы в равномерный серый фон. Разность длин волн между двумя соседними полосами дает практическую разрешающую силу решетки. Эту разность легко вычислить. Введенная разность хода равна $(n-1)\,d'$, если n — показатель преломления стекла; для некоторой полосы порядка N длина волны равна λ, для соседней полосы порядка $N-1$ она равна $\lambda+\delta\lambda$, следовательно

$$(n-1)\,d' = N\lambda = (N-1)\,(\lambda+\delta\lambda),$$

откуда легко получить с достаточным приближением

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{(n-1)\,d'}\,.$$

Для длины $\lambda = 5.85\cdot 10^{-5}$ см полосы еще можно рассмотреть, для меньших λ они уже сливаются. Отсюда, принимая $n = 1.52$, вычисляется $\delta\lambda = 0.09$ Å; таким образом, разрешающая сила значительно больше, чем было упомянуто в прежней работе автора относительно той же решетки ($\delta\lambda = 0.15$ Å).[1] Неточность произошла оттого, что для точ-

[1] Д. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах Na, стр. 31 [7].

ного определения разрешающей силы нехватало планпараллельных стекол.

Новое определение было сделано с очень тонкой щелью спектрографа. Для наблюдения же кривой дисперсии приходилось расширять щель до 0.002 см, чтобы было достаточно света. В таком случае необходимо применить формулу Шустера,[1] которую легко привести к виду

$$\delta_1 \lambda = \left(2 + \frac{\varphi d}{\lambda}\right) \delta\lambda,$$

где $\delta\lambda$ — разность длин волн разрешаемых линий при бесконечно тонкой щели, т. е. 0.09 Å; $\delta_1\lambda$ — та же величина для щели ширины d, и φ — отношение диаметра работающей части объектива к его фокусному расстоянию, т. е. вычисленный выше угол зрения 0.047. При $d = 0$, $\delta_1 \lambda$ равно двойной величине $\delta\lambda$, так как Шустер всюду рассчитывает не просто едва видное разрешение линий, как это соответствует теории Рэлея, но разрешение отчетливое. При $d = 0.002$ см и $\lambda = 5.9 \cdot 10^{-5}$ см, $\delta_1\lambda = 0.32$ Å. Как видно, разрешающая сила спектра 2-го порядка уже несколько мала для наблюдения кривой дисперсии. Необходимо было использовать большую разрешающую силу эшелонного спектроскопа в 30 ступеней. Каждая ступень этого последнего имеет ширину 1 мм и высоту 1 см, фокальные расстояния объективов коллиматора и зрительной трубы равны 55 см. Теоретическая разность длин волн разрешаемых линий в желтой части спектра равна 0.017 Å. Рассчитанная по формуле Шустера величина $\delta_1 \lambda$ для ширины щели в 1, 2, 3 сотых миллиметра равна соответственно 0.050 Å, 0.065 Å, 0.082 Å. Наконец, 1 Å соответствует длине 0.58 мм. Таким образом, линейная дисперсия в 3 раза, а разрешающая сила в 4 раза (для $d = 0.003$ см) больше, чем в спектре 2-го порядка решетки. Та и другая величина должна быть достаточна для наблюдения

[1] A. Schuster. An introduction to the theory of optics, p. 147, London, 1904.

кривой дисперсии при давлении азота в 1 атмосферу (ширина линии поглощения равна 0.28 Å).

Спектрограф с решеткой при этом оставался на месте, он играл роль монохроматора для эшелона. Оптическая ось эшелонного спектроскопа помещалась на продолжении оси спектрографа $GLpP$, щель коллиматора приводилась точно в плоскость P. Щель спектрографа можно и нужно расширить до 0.11 мм, чтобы в щель эшелонного спектроскопа попали все волны в пределах 0.56 Å. При большей ширине первой щели в эшелонном спектроскопе начинают накладываться друг на друга спектры соседних порядков. Упомянутое расширение попутно увеличивает несколько и интенсивность света, так как менее тяжело ложится диффракция на краях решетки. При ширине щели эшелонного спектроскопа в 0.03 мм хорошо отдохнувший глаз отчетливо видит кривую дисперсию, конечно, отдельно линии D_1 или D_2, смотря по тому, которая из них приведена на щель. Область наблюдения 0.56 Å вдвое больше ширины линии поглощения, но, вращая решетку (или, лучше, слегка наклоняя эшелонный спектроскоп боковым установочным винтом), можно рассматривать и другие области.

Кривая дисперсии в главных чертах имеет тот вид, который дает теоретическое уравнение (5). Если середина линии поглощения находится в середине поля эшелонного спектроскопа, то при давлении азота в одну атмосферу в шкале частот видны области вправо и влево до $\mu = \pm \nu'$. При $\mu = \pm \frac{\nu'}{2}$, величина $n-1$ имеет наибольшее и наименьшее значение $\mp \frac{\rho}{4\nu_0 \nu'}$. На краях поля, при $\mu = \pm \nu'$, величина $n-1$ сравнительно мало отступает от крайних значений, она равна $\mp \frac{\rho}{5\nu_0 \nu'}$. Чтобы увидеть дальнейший ход кривой, необходимо поставить середину линии поглощения на край поля, и тогда, при μ, равном, например, $+2\nu'$, мы имеем $n-1 = \frac{2}{17} \cdot \frac{\rho}{\nu_0 \nu'}$. Отсюда видно, как наблюдается и в дей-

ствительности, что максимум и минимум выражены совсем не резко. Характерная особенность всего рисунка — это быстрый переход от максимума к минимуму внутри линии поглощения.

Совершенно несомненно существует отчетливое отступление от теоретической кривой. Последняя дает значения $n-1$, не зависящие от знака μ. Между тем минимум кри-кривой (со стороны малых длин волн) выражен значительно резче, чем максимум. Падение кривой к минимуму идет круче, чем подъем к максимуму. Это наблюдение вполне параллельно вышеуказанным результатам измерений Фюхтбауера и Гофмана. Там тоже кривая k поднимается значительно круче со стороны малых длин волн. Только здесь глаз и без измерений легко схватывает асимметрию рисунка.

Несовершенство условий опыта до известной степени благоприятно в этих предварительных наблюдениях. Выше уже было указано, что короткофокусная линза L_2 практически проектирует на щель спектрографа нагретую часть трубки T. В трубке внизу пары Na значительно плотнее, чем наверху. Соответственно в эшелонном спектроскопе линия (вернее сказать, полоса) поглощения наверху чернее и кажется шире, чем внизу. Она расширяется вверх в виде клина, и можно наблюдать одновременно три-четыре кривые дисперсии при возрастающих ρ и равных ν'. Если внизу кривые ясно видны внутри линии поглощения, то наверху они пропадают вследствие усиливающегося поглощения; зато падение и подъем кривых от максимума и минимума выражены более отчетливо. Увеличение давления азота до двух атмосфер делает градиент плотности паров в трубке еще бо́льшим, чем уже затрудняется наблюдение. Так как количественное измерение дисперсии в слое паров переменной плотности, очевидно, не представляет интереса, то фотографических снимков не было сделано, тем более что часовые экспозиции при четырехметровом ходе лучей в трех прибо-

рах, чувствительных к изменениям температуры и сотрясениям, не давали надежды на успех без специальной и сложной подготовки. Указанное выше (стр. 158) уменьшение контраста между максимумами и минимумами интерференционных полос внутри линий поглощения в будущем может быть до известной степени исправлено путем фотографической обработки снимков. Перепечатывая снимки несколько раз и проявляя их каждый раз очень контрастным проявителем, можно превратить, как это показали пробные обработки, широкие расплывчатые интерференционные полосы в тонкие резкие линии.

Таким образом, предварительные наблюдения показывают, что анализ кривых дисперсии внутри линии поглощения возможен, хотя и представляет большие затруднения. Несомненно, что одновременный анализ кривых поглощения и дисперсии будет иметь большое значение для выяснения погрешностей теории дисперсии.

4. Наряду с результатами измерений показателя преломления и коэффициента поглощения можно поставить те результаты, которые получаются из измерений в магнитном поле. Вращение плоскости поляризации и двойное лучепреломление в магнитном поле являются логическими следствиями теории дисперсии и теории явления Зеемана. Наряду с „магнитными параметрами" в сложные формулы, данные Фогтом, входят также величины ρ и ν'. К определению величин ρ именно и приводит главным образом изучение кривых вращения и двойного лучепреломления. Это определение могло бы быть сделано магнитными методами в отдельных случаях с большей даже точностью, чем по кривым дисперсии. Но эти методы почти не разработаны. Одним из первых пришел при их помощи к некоторым положительным результатам Вуд.[1] Он дает величину $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для двух линий 5890—5896 первого дублета Na равной 1.85.

[1] R. W. Wood, Phil. Mag., 14, p. 145, 1907.

Его измерения сделаны над магнитным вращением плоскости поляризации в парах Na, находящихся в эвакуированной трубке, в областях спектра, сравнительно далеких от линий магнитного разложения. Этот метод, конечно, должен дать очень много ценного, когда он будет разработан в деталях.

Следующие измерения сделаны были над пламенами. Над магнитным же вращением плоскости поляризации вблизи линий поглощения производились и исследования Гейгера.[1] Из его данных можно вычислить следующие величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для дублетов спектров щелочных металлов: 2.9 для первого дублета Na 5890—5896; 2.4 — для второго 3302—3303; 2.2 для первого дублета K 7665—7699; 1.3 — для второго 4044—4048. Все эти числа очень не точны. Значительно тщательнее сделаны исследования Ганзена,[2] но и они привели к результатам скорее сомнительным. Ганзен измерял магнитные вращение и двойное лучепреломление между составляющими магнитного разложения линий, что представляет большие трудности. Результаты его исследований представляют интерес со многих точек зрения, но числа, которые он дает для $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, не могут быть правильными. Из двойного лучепреломления получаются для первого дублета Na 5890—5896 ряд чисел от 1.59 до 1.99; средняя величина 1.74. При этом концентрации паров Na в пламени были различны, величины ρ_2 (для 5896) изменялись от 0.028 до $0.15 \cdot 10^{23}$, но зависимости между концентрацией и величиной $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ замечено не было. Наоборот, исследование вращения плоскости поляризации дало ясно выраженную зависимость. Она наглядно обнаруживается в таблице Ганзена, в которой каждое число получено как среднее из нескольких измерений:

---

[1] L. Geiger, Ann. d. Phys., **23**, 758, 1907; Nachtrag, **24**, p. 597, 1907.
[2] H. M. Hansen, Ann. d. Phys., **43**, p. 169, 1914.

$\rho_1 \cdot 10^{-23}$	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_2 \cdot 10^{-23}$	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$
0.22	2.36	1.04	2.90
0.45	2.68	3.3	2.93

Ганзен указывает, что эта зависимость подтверждается измерениями автора в прежней его работе.[1] В работе этой, действительно, сопоставлены четыре измерения, из которых четвертое, сделанное при большой плотности паров, несколько больше первых. Но вслед за этим сопоставлением указывается, что в сущности только одно неудачное число дает повод думать о зависимости. Как будет видно дальше (гл. III), подобной зависимости нельзя заметить ни в одном из многочисленных измерений автора. Не ясно также, почему в приведенной выше таблице все числа слишком велики. Ганзен объясняет все отступления от числа 2 отклонением экспериментального хода кривой дисперсии от теоретического. Но отступления эти представляются слишком значительными (2.9 вместо 2) и приведенное объяснение — недостаточным, чтобы их оправдать. Правда, наблюдения Ганзена были сделаны очень близко к линиям поглощения, измерения дисперсии кончаются несколько дальше от линий, а отступления, повидимому, растут по мере приближения к ним. Однако, исследуя ход кривой коэффициента поглощения внутри самих линий, Фюхтбауер и Гофман нашли для Na число 2.03, равное 2 в пределах ошибки измерения. Из всего предыдущего вытекает с очевидностью, что исследования в магнитном поле пока еще не дают достаточно достоверных результатов для интересующих нас констант.

---

[1] Д. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах Na, стр. 51 [8].

III. ОТНОШЕНИЯ $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ В СПЕКТРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Предмет этой главы — изложение измерений и результатов измерений отношений величин ρ, которые осуществляются путем исследования кривых дисперсии паров в прозрачных областях спектра. Всюду в дальнейшем мы будем исходить из предположения, что формула Зеллмейера, уравнение (6), правильно выражает ход кривой дисперсии. Новые наблюдения автора (см. ниже), повидимому, подтверждают установленные прежней его работой отступления от формулы Зеллмейера. А потому отступления эти, как и возможное влияние их на результат измерений, будут вновь подвергнуты рассмотрению.

Исследования касаются главным образом отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для дублетов главной серии щелочных металлов: калия, рубидия и цезия. Для первого дублета натрия это отношение достаточно исследовано не только в прежней работе автора, но также и в вышеизложенных работах Фюхтбауера и Шелля (поглощение) и Гуи (лучеиспускание). Второй дублет Na лежит уже довольно далеко в ультрафиолетовой части спектра. Исследования лития осложняются двумя обстоятельствами. Во-первых, литий испаряется только при очень высокой температуре, что представляет значительное экспериментальное затруднение. Во-вторых, — и это глав-

ное — разность длин волн первого дублета главной серии Li равна всего 0.15 Å. Этот дублет мог бы быть исследован или при помощи лучших дифракционных решеток, которых не имеется в распоряжении автора, или же при помощи эшелонного спектроскопа. Последнее казалось бы возможным, но сложность и трудность всей работы такова, что представляется правильным поставить ее как особое, специальное исследование.

Соотношения между различными дублетами были получены попутно, но результаты достаточно согласны между собой, чтобы можно было сделать из них некоторые выводы.

Значение всех полученных соотношений будет выяснено в конце главы.

Ввиду того, что все измерения были сделаны по методу крюков, мы предпосылаем в начале главы очерк теории этого метода в более детальном виде, чем это сделано в прежней работе.

1. Приведем формулу Зеллмейера (6) к более удобному виду, вводя, вместо частоты колебаний ν, длину волны $\lambda \left(\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}\right)$. Тогда получим

$$n - 1 = \sum \frac{\rho\lambda_0^2}{8\pi^2 c^2} \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} = \sum \frac{a\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \tag{8}$$

причем для сокращения положено

$$\frac{\rho\lambda_0^2}{8\pi^2 c^2} = a.$$

В большинстве случаев придется применять уравнение (8) к двум линиям поглощения дублетов щелочных металлов. В развернутом виде (8) дает

$$n - 1 = \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}, \tag{9}$$

где

$$a_1 = \frac{\rho_1 \lambda_1^2}{8\pi^2 c^2} \quad \text{и} \quad a_2 = \frac{\rho_2 \lambda_2^2}{8\pi^2 c^2}. \tag{10}$$

Всюду в дальнейшем индекс$_1$ будет сопутствовать линии дублетов меньшей длины волны, индекс$_2$ — линии большей длины волны.

Если эти две линии очень близки друг к другу и явление дисперсии исследуется только в области, непосредственно прилежащей к обеим линиям, то можно без большой погрешности считать величину λ постоянной там, где она не входит в разность $\lambda - \lambda_1$ или $\lambda - \lambda_2$. Чтобы сделать естественным переход к тому случаю, когда дублет очень широк, и дисперсия вблизи одной линии не имеет влияния на дисперсию вблизи другой, положим $\lambda = \lambda_1$ в первом члене суммы уравнения (9) и $\lambda = \lambda_2$ во втором. Упрощенное уравнение (9) будет иметь вид

$$n - 1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{a_1 \lambda_1}{\lambda - \lambda_1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{a_2 \lambda_2}{\lambda - \lambda_2}. \qquad (11)$$

С этой простой формулой нам и придется чаще всего оперировать. Если дублет очень широк, то дисперсия измеряется либо только вблизи от линии λ_1, и тогда можно пренебречь вторым членом суммы, либо только вблизи λ_2, и тогда практически равен нулю первый ее член.

Задача заключается в том, чтобы измерить отношение $\frac{a_1}{a_2}$, из которого легко вычисляется отношение $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, если известны λ_1 и λ_2. Для этого употребляется метод исследования дисперсии, который впервые применил Пуччианти. Напоминаем вкратце сущность этого метода.

На вертикальную щель спектроскопа проектируются горизонтальные интерференционные полосы какого-нибудь интерферометра. Для различных точек щели разность хода лучей в интерферометре не одинакова. Обыкновенно расстояние между полосами для монохроматических лучей во всех местах щели одинаково, и в таком случае разность хода Δ пропорциональна ординате y, если y берем по направлению щели и начало ординат считаем в той точке щели, где $\Delta = 0$; следовательно, $\Delta = by$, если b есть коэффициент пропор-

циональности. В максимумах интенсивности интерференционных полос разность хода равна целому числу волн k, и потому $by = k\lambda$. Если интерферометр освещен белым светом, то в спектроскопе наблюдается ряд прямых $by = k\lambda$, соответствующих различным параметрам k. Нулевая полоса ($k = 0$) горизонтальна, остальные несколько наклонны. В коротких участках спектра можно считать длину, измеряемую вдоль спектра, пропорциональной разностям длин волн. Если на пути одного из интерферирующих лучей помещен слой вещества, у которого показатель преломления n и толщина d, то вводится разность хода $(n-1)d$. То же условие (разность хода в максимумах интерференционных полос равна целому числу волн) даст теперь новое уравнение. Если обозначим $n - 1 = f(\lambda)$, получим

$$by - f(\lambda)\,d = k\lambda.$$

Нулевая полоса начертит кривую дисперсии $y = \frac{d}{b} f(\lambda)$, масштаб которой определяется величинами d и b. Под $f(\lambda)$ будем далее подразумевать уравнение (11) для одной или двух линий поглощения, иначе говоря, будем иметь в виду аномальную дисперсию вблизи тонких линий поглощения. Кривая дисперсии около одной линии поглощения есть равносторонняя гипербола. Вдали от линии она почти горизонтальна и параллельна оси длин волн; приближаясь к линии, она быстро меняет свой наклон и становится почти вертикальной. Для газов и паров величина n всюду очень мало отличается от 1. Поместим теперь на пути другого луча в интерферометре пластинку вещества, имеющего нормальную дисперсию, но с показателем преломления, значительно отличным от 1, например пластинку стекла. Кривые в спектроскопе сразу изменят свой вид: прежде всего бросятся в глаза резкие максимумы и минимумы вблизи линий поглощения. Если на пути первого луча нет вещества с аномальной дисперсией, то введение пластинки стекла просто заставляет наклониться

все интерференционные полосы, видимые в спектроскопе. Этот наклон всюду имеет противоположный знак сравнительно с наклоном кривой дисперсии. Комбинация двух наклонов, из которых один (для пластинки стекла) почти не зависит, а другой зависит очень сильно от длины волны, образует максимум с одной стороны линии и минимум — с другой.

Определение расстояния этих максимумов и минимумов от линии поглощения или друг от друга составляет сущность метода, который автор позволил себе для краткости назвать методом крюков. Он ведет к быстрому и легкому определению величин ρ или отношений $\frac{\rho_1}{\rho_2}$. Более детальное геометрическое объяснение метода крюков, иллюстрированное фотографическими снимками, можно найти в прежней работе автора (стр. 77); здесь же ограничимся выводом необходимых уравнений, исходя из наиболее общих оснований.

Нет необходимости предполагать, как это было сделано выше, что разность хода пропорциональна y. Пусть это будет какая угодно функция $\varphi(y, \lambda)$ от y и длин волн λ. Условие, что разность хода равна целому числу волн для максимумов интенсивности интерференционных полос, выразится теперь уравнением

$$\varphi(y, \lambda) - f(\lambda)\, d + r(\lambda)\, d' = k\lambda, \tag{12}$$

где d' есть толщина стеклянной пластинки, $r(\lambda)$ — ее показатель преломления без единицы. Величина $r(\lambda)$ есть функция длины волны, но функция, изменяющаяся от одного конца спектра до другого не более чем на 7—8%. В прежней работе было принято, что r — величина постоянная. Это было сделано исключительно по недосмотру, так как все измерения поставлены были так, чтобы эта зависимость r от λ исключалась в конечном результате.

Уравнение (12) дает y как неявную функцию от λ. Чтобы найти положение максимумов и минимумов, дифференцируем уравнение по λ и полагаем $\frac{dy}{d\lambda}=0$. При этом получим

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\lambda}-\frac{\partial f}{\partial\lambda}\cdot d+\frac{\partial r}{\partial\lambda}d'=k. \tag{13}$$

В уравнении (12) главными членами являются $r(\lambda)d'$ и $k\lambda$, другие два члена малы. Очевидно, что разность хода, вводимая парами, мала по сравнению с разностью хода, вводимой пластинкой стекла. Точно так же мала и величина $\varphi(y, \lambda)$, так как на щели помещается всего 4—5 полос, а с введением стекла переходим к полосам порядка 1000 и более. Поэтому можно очень приближенно положить $k=\frac{r(\lambda)d'}{\lambda}$. Но выгоднее поступить иначе. Во всяком случае $f(\lambda)d$ очень мало по сравнению с $k\lambda$ или $r(\lambda)d'$ для тех длин волн, для которых будет потом определяться величина $\frac{\partial f}{\partial\lambda}$ из уравнения (13). Иначе говоря, порядок полосы k ничтожно мало изменится, если будут убраны (охлаждением) пары из интерферометра. Сохраняя ту же величину k, напишем два уравнения для полос порядка k и порядка $k-p$, причем полосе низшего порядка при том же y соответствует несколько большая длина волны $\lambda+\Delta\lambda$:

$$\varphi(y, \lambda)+r(\lambda)d'=k\lambda;$$

$$\varphi(y, \lambda+\Delta\lambda)+r(\lambda+\Delta\lambda)d'=(k-p)(\lambda+\Delta\lambda).$$

Развертываем во втором уравнении φ и r в ряд Тейлора, ограничиваясь первым приближением, и вычитаем первое уравнение из второго. Получится уравнение

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\lambda}\cdot\Delta\lambda+\frac{\partial r}{\partial\lambda}d'\Delta\lambda=k\Delta\lambda-p(\lambda+\Delta\lambda),$$

откуда, пренебрегая $\Delta\lambda$ сравнительно с λ, находим

$$k-\frac{\partial\varphi}{\partial\lambda}-\frac{\partial r}{\partial\lambda}d'=\frac{p\lambda}{\Delta\lambda}=K. \tag{14}$$

Здесь можно сосчитать p, измерить $\Delta\lambda$, т. е. разность длин волн наклонных полос порядка k и $k-p$ при одной и той же, все равно какой, ординате; величина λ известна, следовательно, первая часть равенства, которую обозначим через K, легко вычисляется. Не трудно видеть, что уравнение (13) теперь перепишется так:

$$-\frac{\partial f}{\partial\lambda}d=K. \tag{15}$$

Конечно, K есть функция длины волны, но в узкой области спектра ее можно считать постоянной, что мы и сделали, пренебрегая выше величиной $\Delta\lambda$ и ограничиваясь первыми членами ряда Тейлора.

В уравнении (13) главными членами являются $\frac{\partial f}{\partial\lambda}d$ и k. Опуская два других члена, мы сделали бы ошибку не более 5—6%. Но уже в данной работе эта ошибка была бы чувствительна, а при очень точных измерениях, как, например, при градуировании эшелонного спектроскопа, она совершенно недопустима. Градуирование это производится[1] совершенно так, как было изложено выше, т. е. путем практического дифференцирования основного уравнения по λ.

Для одиночной линии поглощения уравнение (15) имеет два корня. Действительно, тогда в уравнении (11) можно отбросить второй член суммы и

$$f(\lambda)=\frac{1}{2}\cdot\frac{a_1\lambda_1}{\lambda-\lambda_1},$$

откуда

$$\frac{1}{2}\cdot\frac{a_1\lambda_1}{(\lambda-\lambda_1)^2}d=K_1,$$

где K_1 — значение K для линии λ_1.

---

[1] А. Афанасьев и Д. Рождественский, ЖРФХО, Физ. отд., 45, стр. 346, 1913.

Пусть корни этого уравнения будут

$$\lambda' \text{ и } \lambda'',$$

причем

$$\lambda' < \lambda_1 < \lambda''.$$

Обозначим

$$\lambda' - \lambda_1 = -\delta_1 \text{ и } \lambda'' - \lambda_1 = \delta_2;$$

в таком случае

$$\delta_1 = \delta_2 = +\sqrt{a_1 \lambda_1 \frac{d}{2K_1}}. \quad (16)$$

Оба крюка находятся на равных расстояниях от линии поглощения.

Пусть для другой линии, достаточно далекой от первой, чтобы они не оказывали влияния друг на друга, определены тоже величины $\lambda''' - \lambda_2 = -\delta_3$ и $\lambda^{IV} - \lambda_2 = \delta_4$; и для них тоже

$$\delta_3 = \delta_4 = +\sqrt{a_2 \lambda_2 \frac{d}{2K_2}},$$

причем предполагается, что оба фотографических снимка, на которых производятся измерения, сделаны одновременно, так что величина d имеет одно и то же значение в обоих уравнениях, так же как и толщина d' стеклянной пластинки, входящая в K_1 и K_2. Из этих двух уравнений легко находим отношение $\frac{a_1}{a_2}$

$$\frac{a_1}{a_2} = \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_3 + \delta_4}\right)^2 \cdot \frac{\lambda_2 K_1}{\lambda_1 K_2}.$$

Величины $\delta_1 + \delta_2$ и $\delta_3 + \delta_4$ представляют собой расстояние между двумя крюками той и другой линии. В уравнении (14), из которого получаются величины K, в левой части практически для нашего интерферометра $\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = 0$; иначе говоря, расстояния между полосами интерференции вдоль по щели действительно всюду одинаковы, и разность хода не зависит от длины волны. Далее, величину k, как было выяснено

раньше, можно положить равной $\frac{rd'}{\lambda}$ [опускаем теперь при $r(\lambda)$ аргумент функции в скобках], так что

$$K=\left(\frac{r}{\lambda}-\frac{\partial r}{\partial \lambda}\right)d'. \tag{17}$$

Отношение второго члена в скобках к первому возрастает от инфракрасного конца спектра к ультрафиолетовому. В инфракрасной части (приблизительно от 7800 до 9000) оно немногим более $1^0/_0$, в ультрафиолетовой (около 3600) оно достигает $8^0/_0$. Изменение величины K зависит главным образом от изменения λ; r растет ничтожно, особенно в красной и инфракрасной частях спектра; возрастание величины $-\frac{\partial r}{\partial \lambda}$ идет несколько быстрее, но сама по себе она очень мала; поэтому для двух недалеких линий вообще можно положить $\frac{K_1}{K_2}=\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$, при длинных же волнах это можно сделать и для больших сравнительно областей спектра, например, для двух линий Cs 8528—8950.

Заменим в отношении $\frac{a_1}{a_2}$ величину $\frac{K_1}{K_2}$ через $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ и тогда, при посредстве равенства (10), легко получим

$$\frac{\rho_1}{\rho_2}=\left(\frac{\delta_1+\delta_2}{\delta_3+\delta_4}\right)^2\cdot\frac{\lambda_2^4}{\lambda_1^4}. \tag{18}$$

Как видно, это наиболее простой случай. Нет надобности измерять положение линии поглощения, достаточно измерить расстояние между крюками; следовательно, и измерение и вычисление идут очень просто.

Обыкновенно наряду с отношением $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ вычисляется также величина ρ_1. Из первого равенства (10) и из (16) находим

$$\rho_1=\frac{4\pi^2c^2}{\lambda_1^3}\cdot\frac{K_1}{d}(\delta_1+\delta_2)^2. \tag{19}$$

Абсолютная величина ρ_1 не имеет почти никакого значения, так как не известно d и не известна плотность паров.

Но, делая быстро один за другим ряд снимков при различных толщинах стекол d' (следовательно, при различных K), можно находить величину ρ_1 для различных $\delta_1+\delta_2$. При этом, очевидно, исследуется, одинакова ли константа ρ_1 в различных точках кривой дисперсии. Если замечается систематический ход константы, то формула Зеллмейера не правильна. Далее, очень интересно определить отношение величин ρ_1 для двух линий различных дублетов того же металла. Для этой цели снимается один дублет за другим с промежутком времени между снимками не более 10 минут (для установки спектрографа). Можно надеяться, что за это время не изменится температура паров и величина d. Так как для указанных определений нельзя требовать точности больше 2—3%, то проще было получать величину K не тем безупречным методом измерения, какой был установлен выше, а вычислением. Безупречный метод измерения требовал бы промерки спектрограмм для 6 стеклянных пластинок в 8 областях спектра — всего 48 спектрограмм. Эта затрата труда не окупается результатами. Поэтому величины K были просто вычислены по формуле (17). Так как важны все же относительные величины K, хотя и для очень различных областей спектра, то абсолютная величина r не имела значения. Из таблиц для обыкновенного кронгласа ($r=0.52$ для линии D) были вычислены графической интерполяцией величины r и $\frac{\partial r}{\partial \lambda}$ для различных λ. Это сводит время работ с двух недель на два часа, а происходящая отсюда ошибка вряд ли превышает 1%.

Значительно сложнее разрешается вопрос, когда исследуется очень узкий дублет, так как дисперсия вблизи одной линии имеет существенное влияние на дисперсию вблизи другой. В таком случае $n-1=f(\lambda)$ дается двумя членами суммы уравнения (11), и уравнение (15) приводится к виду

$$\frac{1}{2}\cdot\frac{a_1\lambda_1}{(\lambda-\lambda_1)^2}+\frac{1}{2}\cdot\frac{a_2\lambda_2}{(\lambda-\lambda_2)^2}=\frac{K}{d}.$$

Это уравнение имеет четыре корня: λ', λ'', λ''', λ^{IV}, причем попрежнему пусть $\lambda' < \lambda_1 < \lambda'' < \lambda''' < \lambda_2 < \lambda^{IV}$. Обозначим опять $\lambda' - \lambda_1 = -\delta_1$; $\lambda'' - \lambda_1 = \delta_2$; $\lambda''' - \lambda_2 = -\delta_3$; $\lambda^{IV} - \lambda_2 = \delta_4$ и $\lambda_2 - \lambda_1 = \varepsilon$. Чтобы упростить уравнение, принимаем еще следующие обозначения:

$$\alpha_1 = \frac{1}{2} a_1 \lambda_1 \frac{d}{K} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2}, \quad \alpha_2 = \frac{1}{2} a_2 \lambda_2 \frac{d}{K} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2}.$$

Тогда получим

$$\frac{\alpha_1 \varepsilon^2}{(\lambda - \lambda_1)^2} + \frac{\alpha_2 \varepsilon^2}{(\lambda - \lambda_2)^2} = 1. \qquad (20)$$

Наконец, вводя новую переменную $x = \frac{\lambda - \lambda_1}{\varepsilon}$, еще упрощаем (20)

$$\frac{\alpha_1}{x^2} + \frac{\alpha_2}{(1 - x)^2} = 1. \qquad (21)$$

Корни уравнения (21) будут теперь

$$x_1 = \frac{\lambda' - \lambda_1}{\varepsilon} = -\frac{\delta_1}{\varepsilon}; \quad x_2 = \frac{\lambda'' - \lambda_1}{\varepsilon} = \frac{\delta_2}{\varepsilon};$$

$$x_3 = \frac{\lambda''' - \lambda_1}{\varepsilon} = 1 - \frac{\delta_3}{\varepsilon}; \quad x_4 = \frac{\lambda^{IV} - \lambda_1}{\varepsilon} = 1 + \frac{\delta_4}{\varepsilon}.$$

Задача заключается в том, чтобы по корням уравнения найти α_1 и α_2.

Для этого достаточно двух уравнений, остальные два могут служить для проверки основной формулы (11). Вместе с тем является вопрос, какой вид решений для α_1 и α_2 наиболее рационален и наиболее прост для вычислений. Получим сперва все 4 уравнения между корнями, как они естественно вытекают из вида уравнения (21).

Коэффициент при x^3 в (21) равен -2 и равен сумме корней с отрицательным знаком, следовательно

$$\delta_1 - \delta_2 + \delta_3 - \delta_4 = 0. \qquad (22)$$

Коэффициент при члене без неизвестного равен $-\alpha_1$ и равен произведению корней. Сразу получаем величину α_1:

$$\alpha_1 = \frac{\delta_1}{\varepsilon} \cdot \frac{\delta_2}{\varepsilon} \left(1 - \frac{\delta_3}{\varepsilon}\right) \cdot \left(1 + \frac{\delta_4}{\varepsilon}\right). \qquad (23)$$

Величину α_2, очевидно, легко получим, если заменим δ_1, δ_2, δ_3, δ_4, ε соответственно через $-\delta_4$, $-\delta_3$, $-\delta_2$, $-\delta_1$, $-\varepsilon$:

$$\alpha_2 = \frac{\delta_3}{\varepsilon} \cdot \frac{\delta_4}{\varepsilon}\left(1 - \frac{\delta_2}{\varepsilon}\right)\left(1 + \frac{\delta_1}{\varepsilon}\right). \tag{24}$$

Наконец, четвертое уравнение найдем, приравняв коэффициент $2\alpha_1$ при x в уравнении (21) комбинации корней $x_1 x_2 (x_3 + x_4) + x_3 x_4 (x_1 + x_2)$ с отрицательным знаком.

Подставляя α_1 из (23) и $\delta_3 - \delta_4 = -(\delta_1 - \delta_2)$ из (22), придем к уравнению

$$\left(1 - \frac{\delta_3}{\varepsilon}\right)\left(1 + \frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)\left(2\frac{\delta_1\delta_2}{\varepsilon^2} - \frac{\delta_1 - \delta_2}{\varepsilon}\right) = \frac{\delta_1\delta_2}{\varepsilon^2}\left(2 + \frac{\delta_1 - \delta_2}{\varepsilon}\right), \tag{25}$$

которое в свою очередь при помощи (22) приводится к виду

$$\frac{(\delta_1 - \delta_2)^2}{\varepsilon^2} + \frac{(\delta_1 - \delta_2)}{\varepsilon}\left(1 - \frac{\delta_1\delta_2 + \delta_3\delta_4}{\varepsilon^2}\right) + 2\frac{\delta_1\delta_2\delta_3\delta_4}{\varepsilon^4} = 0. \tag{26}$$

В прежней работе α_1, α_2 и $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$ вычислялись по формулам (23) и (24). Но правильнее и проще поступить следующим образом. В уравнении (23) α_1 определяется главным образом произведением $\frac{\delta_1}{\varepsilon}\cdot\frac{\delta_2}{\varepsilon}$, произведение же $\left(1 - \frac{\delta_3}{\varepsilon}\right)\left(1 + \frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)$ только учитывает влияние дисперсии около линии λ_2 на положение крюков около λ_1. Действительно, когда дублет широк (ε — велико) или же когда при большой толщине стекла d' крюки образуются очень близко около линий (δ_3 и δ_4 малы), то последнее произведение практически равно единице, и $\alpha_1 = \frac{\delta_1\delta_2}{\varepsilon^2}$, как выше для изолированной линии. Из уравнения (16) видно, что a_1 (пропорциональное α_1) можно представить в аналогичном виде. Но произведение $\left(1 - \frac{\delta_3}{\varepsilon}\right)\left(1 + \frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)$ уже немного отличается от единицы, когда $\frac{\delta_3}{\varepsilon}$ и $\frac{\delta_4}{\varepsilon}$ имеет заметную величину, так как они почти равны друг другу. Пусть теперь при измерении сделана погрешность в определении λ_2, причем расстояние крюка $\lambda_2 - \lambda''' = \delta_3$ от линии, положим, увеличится; в то же время расстояние крюка $\lambda^{IV} - \lambda_2 = \delta_4$ умень-

шится; в разбираемом же произведении эта погрешность, очевидно, удвоится, что и является нежелательным, так как вообще точность определения λ_1 и λ_2 не должна играть большой роли. Действительно, в главном произведении $\frac{\delta_1 \delta_2}{\varepsilon^2}$ ошибка в определении λ_1 настолько же увеличивает δ_1, насколько уменьшает δ_2, а эти две величины почти равны друг другу. То же самое и относительно α_2 и произведения $\frac{\delta_3 \delta_4}{\varepsilon^2}$ (24).

Этому легко помочь, подставляя в (23) $\left(1-\frac{\delta_3}{\varepsilon}\right)\left(1+\frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)$ из (25).

Тогда

$$\alpha_1 = \frac{\delta_1 \delta_2}{\varepsilon^2} \cdot \frac{1+\frac{\delta_1-\delta_2}{2\varepsilon}}{1-\frac{\delta_1-\delta_2}{2\varepsilon} \cdot \frac{\varepsilon^2}{\delta_1 \delta_2}}. \tag{27}$$

Аналогично

$$\alpha_2 = \frac{\delta_3 \delta_4}{\varepsilon^2} \cdot \frac{1-\frac{\delta_3-\delta_4}{2\varepsilon}}{1+\frac{\delta_3-\delta_4}{2\varepsilon} \cdot \frac{\varepsilon^2}{\delta_3 \delta_4}}. \tag{28}$$

Теперь α_1 определяется только величинами δ_1 и δ_2, измеренными вблизи линии λ_1, но опять ошибка в определении λ_2 складывается в разности $\delta_1-\delta_2$. Эту разность можно вычислить из уравнения (26); она определится гораздо точнее из произведений величин δ, так как в этих произведениях указанные ошибки не складываются, а вычитаются. В уравнении (26), как показывают примерные подсчеты в крайних случаях, величина $\frac{(\delta_1-\delta_2)^2}{\varepsilon^2}$ всегда настолько мала, что ею можно пренебречь.

Далее, в уравнениях (27) и (28), числители поправочного члена равны, согласно (22); в отношении $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$, которое для нас является главным, они сокращаются. При определении же самих величин α_1 и α_2, точность вычисления которых не

должна быть больше $1^0/_0$, их можно просто приравнять единице, так как $\frac{\delta_1 - \delta_2}{2\varepsilon}$ в самых крайних случаях меньше 0.01.

Сделав все указанные упрощения и подстановки, приходим к окончательным формулам

$$\alpha_1 = \frac{\delta_1 \delta_2}{\varepsilon^2} \frac{1}{1 + \Delta_1}, \tag{29}$$

$$\alpha_2 = \frac{\delta_3 \delta_4}{\varepsilon^2} \frac{1}{1 + \Delta_2}, \tag{30}$$

где

$$\Delta_1 = \frac{\frac{\delta_3 \delta_4}{\varepsilon^2}}{1 - \frac{\delta_1 \delta_2 + \delta_3 \delta_4}{\varepsilon^2}}, \quad \Delta_2 = \frac{\frac{\delta_1 \delta_2}{\varepsilon^2}}{1 - \frac{\delta_1 \delta_2 + \delta_3 \delta_4}{\varepsilon^2}}. \tag{31}$$

Из этих выражений, несмотря на их громоздкий вид, α_1 и α_2 гораздо легче вычисляются при помощи логарифмической линейки по данным из измерений величинам δ и ε, чем из прежних выражений (23) и (24). Поправочные величины Δ_1 и Δ_2 обыкновенно малы (редко достигая величины 0.2, они обыкновенно бывают равны приблизительно 0.05 и меньше); поэтому их можно вычислять приближенно. Указанным преобразованием можно избежать при ином неудачном измерении лишней погрешности в $3-4^0/_0$.

От величины α_1 и α_2 легко перейти к ρ_1 и ρ_2, именно

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot \frac{\lambda_2^3}{\lambda_1^3}, \tag{32}$$

$$\rho_1 = \frac{16\pi^2 c^2}{\lambda_1^3} \cdot \frac{K}{d} \varepsilon^2 \cdot \alpha_1. \tag{33}$$

Встречается еще один случай, когда уравнение (20) имеет только два действительных корня. Это соответствует двум крюкам, одному с одной стороны дублета, другому с другой. Наклон кривых дисперсии между линиями дублета больше, чем с наружных его сторон; поэтому внутри дублета, при малой толщине d' введенного стекла, крюки еще не обра-

зуются. В таком случае приходится вычислять α_1 и α_2 по двум только корням. Несомненно, результаты вычислений в этом случае менее точны, но, как будет видно дальше, подобных случаев иногда избежать нельзя.

В уравнении (20) известны, следовательно, два корня λ' и λ^{IV}; подставляя эти величины вместо λ и попрежнему обозначая $\lambda' - \lambda_1 = -\delta_1$, $\lambda^{IV} - \lambda_2 = \delta_2$, $\lambda_2 - \lambda_1 = \varepsilon$, находим два уравнения

$$\frac{\alpha_1 \varepsilon^2}{\delta_1^2} + \frac{\alpha_2 \varepsilon^2}{(\varepsilon + \delta_1)^2} = 1;$$

$$\frac{\alpha_1 \varepsilon^2}{(\delta_4 + \varepsilon)^2} + \frac{\alpha_2 \varepsilon^2}{\delta_4^2} = 1.$$

Решая эти уравнения относительно α_1 и α_2, легко получить следующие три выражения, удобные для вычислений с логарифмической линейкой:

$$\alpha_1 = \frac{\left(1 + \frac{\delta_1}{\varepsilon}\right)^2 - \left(\frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)^2}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_1}\right)^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_4}\right)^2}},$$

$$\alpha_2 = \frac{\left(1 + \frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)^2 - \left(\frac{\delta_1}{\varepsilon}\right)^2}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_4}\right)^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\varepsilon}{\delta_1}\right)^2}}, \qquad (34)$$

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{\left(\frac{\varepsilon}{\delta_4}\right)^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\delta_1}{\varepsilon}\right)^2}}{\left(\frac{\varepsilon}{\delta_1}\right)^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)^2}}.$$

2. Только что полученные теоретические формулы предстоит применять при очень разнообразных условиях, так как в спектрах поглощения щелочных металлов имеются и очень узкие и очень широкие дублеты и так как исследования велись и при очень плотных и при очень разреженных парах.

Упомянутые дублеты разбросаны по всему спектру от крайней красной (уже инфракрасной) части до ультрафиолетовой. С ультрафиолетовой стороны исследования были ограничены главным образом тем обстоятельством, что объектив спектрографа был из обыкновенных кронгласа и флинтгласа. Таким образом, нельзя было углубляться в ультрафиолетовую часть за длину волны 3550, и, начиная уже с 3700, работа была сильно затруднена.

Как известно, спектры щелочных металлов состоят из дублетов. В спектрах поглощения до сих пор замечались только дублеты главной спектральной серии. Они именно и составляют объект исследования. В каждом дублете линия более короткой длины волны является вместе с тем линией более интенсивной. Длины волн дублетов связаны известными, очень точными, эмпирически установленными формулами. Для каждого металла имеются две формулы для главной серии, следовательно, в сущности две серии; одна относится к более интенсивным линиям дублетов, другая — к менее интенсивным. Обе формулы имеют вид[1]

$$\nu = \frac{R}{(1.5+s)^2} - \frac{R}{(m+p_1)^2},$$

где ν есть $\frac{1}{\lambda}$; R — постоянная Ридберга; s — число, одинаковое для обеих серий; p_1 — число, для каждой из них несколько различное. Подставляя $m = 2, 3, 4, \ldots$, можно вычислить линии серий все более короткой длины волны и меньшей интенсивности. Как видно, эти серии все сближаются при переходе к членам высших порядков; дублеты становятся все теснее.

Ниже следует таблица, заключающая в себе список исследованных дублетов, длины волн линий и разности этих длин волн.

[1] F. Paschen, Jahrb. d. Radioact., 8, p. 146, 1911.

Элемент	λ_1	λ_2	$\lambda_2-\lambda_1$
Na	5889.97	5895.93	5.96
K	7664.91	7699.08	34.17
	4044.32	4047.37	3.05
Rb	7800.2	7947.6	147.4
	4202.01	4215.72	13.71
	3587.24	3591.78	4.54
Cs	8527.7	8949.9	422.2
	4555.47	4593.34	37.87
	3876.52	3888.79	12.27
	3611.77	3617.28	5.51

Эта таблица составлена по сводке результатов измерений различных исследователей, данной Кайзером.[1]

Для каждого металла дублет самой большой длины волны соответствует в спектральных формулах числу $m=2$; дублетов, соответствующих $m<2$, не существует.

Длины волн линий поглощений не были измерены автором, так как они достаточно точно совпадают с линиями лучеиспускания. Возможное отклонение на 0.02—0.03 Å не имеет значения. Тем на менее, все данные для этих измерений имеются на многих спектрограммах, именно выше и ниже спектра с кривыми дисперсии был фотографирован и спектр железа. Для этой цели в оптической схеме (фиг. 1) было сохранено прежнее приспособление. Дуга *Fe* между железными электродами, при помощи конденсатора K_1 через светофильтр F проектируется на щель f.

Зеркала Z и z дают необходимое направление пучку лучей; z состоит из двух небольших зеркал, расположенных

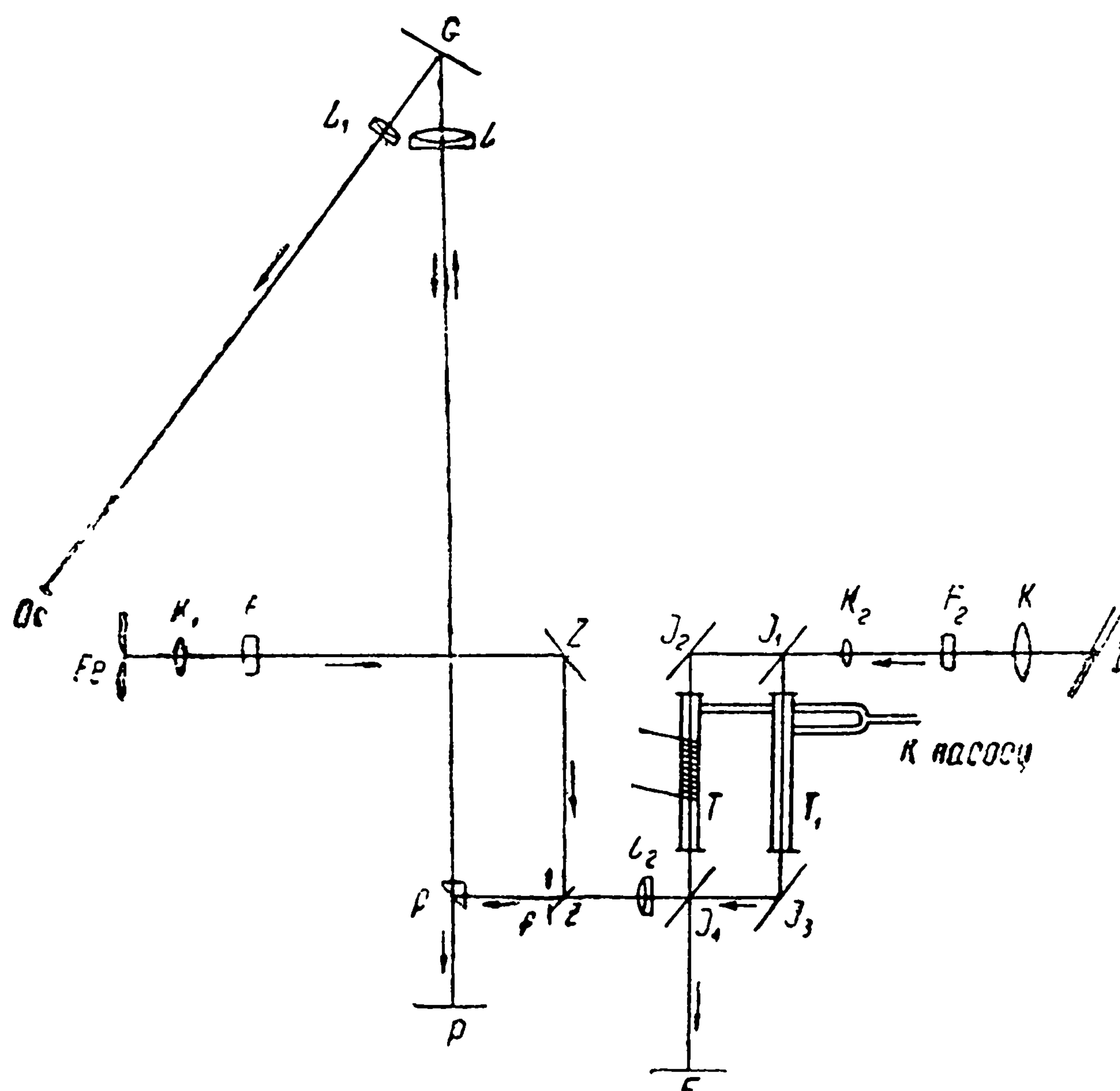
[1] H. Kayser, Handb. d. Spectr., V, 1910; VI, 1912. Приняты во внимание измерения Кайзера и Рунге, Экснера и Гашека, Рамаже, Сандерса, Эдера и Валента, Леманна, Шиллингера.

выше и ниже главного пучка лучей, идущего от интерферометра и линзы L_2. Труба L_1O дает возможность следить в спектре другого порядка за правильным освещением щели дугой *Fe*. Спектр Fe служил главным образом для отыскания тех невидимых (ультрафиолетовых и инфракрасных) областей спектра, в которых должны лежать исследуемые дублеты. Это делалось по расчету, из совпадения длин волн спектров соседних порядков. Кроме того, резкие линии спектра Fe были прекрасными объектами для фокусировки фотографической пластинки *P*. В видимой части спектра пластинка приводилась в фокус при помощи сильной лупы, в невидимых — спектр Fe фокусировался ощупью, систематическими снимками при передвижении камеры, несущей кассету с пластинкой. В ультрафиолетовой части спектра фокальное расстояние объектива *L* быстро меняется с длиной волны, поэтому приходилось несколько поворачивать пластинку *P* около вертикальной оси, чтобы весь отрезок спектра, помещающийся на пластинке, был в фокусе одновременно. Этот поворот также находился ощупью путем систематических снимков при разных поворотах. В крайней инфракрасной части (8400—9200) фокусировка при помощи спектра Fe была бы уже затруднительна, так как линии спектра очень слабы, и фотографические пластинки мало чувствительны; выдержки доходят в этом случае до часу и более. Поэтому фокус отыскивался путем систематического фотографирования кривых дисперсии, которые вблизи области поглощения вытягиваются в очень тонкие линии. Сплошной спектр интенсивен в этой области, и выдержки не превосходили 10 мин.

Одновременное фотографирование спектра Fe и наклонных полос интерференции, которые получаются в спектре при введении плоскопараллельной пластинки в интерферометр, должно было служить для определения величин *K*. Сделано было несколько пробных снимков и измерений, и все выводы были проверены, но, как уже было указано выше, вообще

определение величин K производилось не измерением, а вычислением.

Ввиду того, что фотографировались такие области спектра, для которых чувствительность пластинок сравнительно очень



Фиг. 1.

мала, нужно было, по возможности, избежать рассеянного света в спектрографе. Рассеянные очень активные синие лучи во время длинных экспозиций для мало активных инфракрасных лучей сильно вуалируют пластинку. Спектрографы аутоколлимационного типа в этом отношении особенно неудобны, так как лучи, отраженные от четырех поверхностей ахроматического объектива L, непосредственно возвращаются к пластинке P. Эти лучи были задержаны при помощи двух диафрагм. Одна из них помещается непосредственно на объективе L и останавливает лучи мнимых изображений щели от выпуклой поверхности; другая, в виде верти-

кальной проволочки, ловит внутри спектрографа действительное изображение от вогнутой поверхности.

Общая потеря света от этих диафрагм не превышает 7.5%. Были приняты все меры, чтобы устранить свет, неправильно рассеянный на стенках спектрографа, на призме *p* и т. д. Но очень трудно устранить свет, правильно отраженный два раза на поверхностях призмы *p*.

В области инфракрасных лучей, благодаря этому двойному отражению, очѐнь аккуратно проектируется спектр сравнительно очень активных соседних красных лучей. При расширении щели *f* до 2 мм (интенсивность света при этом увеличивается в 100 раз) ясно видны почти горизонтальные красные интерференционные полосы. К счастью, их интенсивность в 600 раз меньше, и на пластинку они действуют все-таки в 10—20 раз медленнее. На снимках инфракрасной области их не заметно. При фотографировании красной и инфракрасной областей спектра на пути лучей в F_2 помещался светофильтр № 22 фирмы Враттен и Вайнрайт из окрашенной желатиновой пленки, которая поглощает все лучи вплоть до 6100. Рассеянный свет был столь тщательно устранен, что не было надобности прибегать к светофильтрам Пфунда[1] для инфракрасных лучей, которые все-таки заметно ослабляют и эти лучи. Для ультрафиолетовых лучей употреблялись несенсибилизированные пластинки, и потому светофильтр понадобился только для крайних, доступных при спектрографе из стекла волн длиной в 3600. В спектре третьего порядка с ними совпадает начало синего спектра второго порядка, который и был значительно ослаблен раствором сернокислого кобальта в воде.

Чтобы, по возможности, уменьшить выдержки в области 3600, где интенсивность сплошного спектра мала, и вместе с тем поглощение света стеклом уже значительно, стекло всюду, где это возможно, было заменено кварцем; это ка-

---

[1] Pfund, Ztschr. Wiss. Photogr., **12**, p. 341, 1913.

сается именно осветительных линз K и K_2, стенок кюветки светофильтра F_2 и линзы L_2. Последняя не должна быть непременно ахроматической, так как на одной пластинке фотографируется только небольшая область спектра. Поэтому и в других областях употреблялась кварцевая линза L_2 (фокус 18 см). Фокусировка интерференционных полос производилась или непосредственно в видимых областях спектра, или по расчету дисперсии кварца — в невидимых.

Так как предстояло работать в ультрафиолетовых и инфракрасных областях спектра, где либо очень мала интенсивность света, либо мало чувствительны фотографические пластинки, то необходимо было повысить, по возможности, интенсивность света. Здесь решающую роль играет качество пластинок J_1, J_2, J_3, J_4 интерферометра, так как яркость источника света (кратер дуги D) уже нельзя повысить. Действительно, если эти пластинки строго плоскопараллельны, то интерферометр дает полосы равного наклона. Распоряжаясь осветительными линзами K и K_2, можно всегда устроить так, что каждая точка источника света даст параллельные лучи внутри интерферометра. Тогда вместе с интерференционными полосами на щель спектрографа проектируется одновременно и изображение источника света, что и дает наибольшую интенсивность света в спектрографе.

Наоборот, при очень плохих пластинках (зеркальные стекла), источник света должен быть почти точкой, расположенной вблизи первой пластинки J_1. Когда полосы равной толщины такого плохого интерферометра проектируются на экран, то в одной точке экрана должны собраться только те лучи, которые прошли через непосредственно смежные области каждой пластинки J, так как в областях не смежных толщина плохих пластинок уже различна, разность хода лучей иная и полосы размываются, если все лучи попадут в одну точку экрана. Иначе говоря, лучи света должны расходиться из точки, и изображение точки, которое дает линза, проектирующая полосы на экран, должно быть как

можно дальше от экрана — условие, наименее выгодное для яркости полос. При пластинках среднего качества получаются промежуточные условия.

В нашем распоряжении были на этот раз очень хорошие пластинки. J_2 и J_3 были посеребренные зеркала, плоские до $^1/_{20}$ длины волны, J_1 и J_4 — полупосеребренные плоскопараллельные пластинки,[1] у которых угол между плоскостями равен только 1 сек. Поэтому сравнительно с прежним можно было добиться втрое большей интенсивности света. Этим и определилась возможность исследовать инфракрасные и ультрафиолетовые дублеты. Толщина пластинок J_1 и J_4 равна только 2 мм, что также представляет большое удобство, так как пластинки сразу прогреваются проходящим через них интенсивным лучом света и сразу охлаждаются, если заслонить луч. При этом на экране E полосы быстро перемещаются на половину своей ширины и затем остаются неподвижными. Если же убран водяной фильтр F_2 (5 см толщины), то пластинки нагреваются настолько, что полосы размываются.

Остальные детали интерферометра остались почти без изменения. Трубки T и T_1 отделены друг от друга, из T_1 воздух выкачан и трубка запаяна. К трубке T приделан закрытый манометр и кран, чтобы, по желанию, можно было менять давление в трубке. Трубки T и T_1 закрыты плоскопараллельными пластинками, приклеенными сургучом. Они далеко не так хороши, как пластинки J_1 и J_4 (угол 4—5″). Приклеивая их к трубкам так, чтобы их вредное действие взаимно компенсировалось, можно было добиться того, что резкость полос не уменьшалась при вставлении трубок в интерферометр.

Интерференционные полосы при неизменяющихся условиях освещения очень неподвижны и их можно фотографировать

---

[1] Пластинки эти были предоставлены в мое распоряжение С. И. Покровским, которому я и приношу мою искреннюю благодарность.

часами. Влияние сотрясения здания было устранено тем, что каменная плита в 7 пудов весом, к которой был прикреплен интерферометр, покоилась на четырех обыкновенных каучуковых пробках. От прикосновения пальцем вся плита качалась, но успокаивалась в 1—2 секунды. При таких условиях тряска от хождения по полу, хлопанья дверьми в соседних комнатах не передавалась. Во избежание же сотрясения воздуха не допускался громкий разговор во время фотографирования.

На пути луча J_1 J_3, после трубки T_1 вставлялись пластинки для получения крюков в кривых дисперсии. Тут применен был набор 6 пластинок в 1, 2, 4, 8, 16, 32 мм толщиной; комбинируя их, можно было получить толщину стекла от 1 до 63 мм через 1 мм. Все пластинки были насажены на одну общую ось так, что их легко было быстрым вращением вбросить (или выбросить) на путь луча. Пластинки — удовлетворительного качества, с углом $< 3''$. Самое толстое стекло в 32 мм еще дает интерференционные круги в приборе Чапского для испытания на плоскопараллельность при освещении зеленой линией ртутной дуги. При этом разность хода интерферирующих лучей равна $2 \times 32 \times$ показатель преломления $= 97.5$ мм. Приборчик, в котором находились все стекла, прикреплялся к подставке, которую можно было вращать около горизонтальной и вертикальной осей, чтобы устанавливать пластинки нормально к проходящему через них лучу света.

Диффракционная решетка спектрографа была та же самая, как и в прежней работе, и за нее я вновь приношу глубокую благодарность проф. С. Я. Терешину. Кроме других своих качеств, она обладает одним неоценимым для данной работы свойством. Интенсивность света распределена в спектрах различных порядков очень неравномерно. Так, в желтой части наиболее интенсивен спектр 2-го порядка. Он в 5 раз интенсивнее спектра 3-го порядка и в 3 раза — спектра 1-го порядка. В красной и инфракрасной частях соотношение

изменяется: спектр в 1-м порядке в 2—3 раза интенсивнее, чем во 2-м порядке. Наконец, в фиолетовой и ультрафиолетовой частях соотношение снова и неожиданно меняется: спектр 3-го порядка раза в 3 ярче 2-го порядка. Это как раз такая решетка, какую нужно было бы заказать для данной работы, так как красные дублеты широки, и для них можно вполне удовлетвориться дисперсией спектра 1-го порядка; наоборот, дублеты фиолетовые иногда очень узки, и для их исследования необходимо обратиться к спектру 3-го порядка.

В фиолетовой и ультрафиолетовой частях спектра употреблялись обыкновенные пластинки высокой чувствительности, марки „Монарх“, фирмы Ильфорд. При щели в 0.02 мм ширины выдержка в фиолетовой части (3-й порядок) была около 1 минуты, но в области 3900 она уже поднималась до 2 минут, так что выгодно было расширить щель до 0.04 мм, чтобы сократить выдержку. В области 3600 выдержка достигает 20 минут, и необходимо было сильно расширить щель, чтобы получить удовлетворительные снимки.

Для красной и инфракрасной областей спектра пластинки сенсибилизировались дицианином. В основу был положен следующий рецепт Бернса:[1]

50 $см^3$	спирта	6 $см^3$	NH_3
50 „	воды	4 „	0.1%-го спиртового раствора дицианина

В этом растворе (в полной темноте) пластинка фирмы Ильфорд марки „Специаль рапид“ лежит 5 минут, быстро споласкивается в чистом спирту и быстро сушится. Так как быстрота сушки особенно существенна, то пластинки просушивались в 5—10 минут просто перед крыльями электри-

[1] Burns, J. de Phys., 3, p. 457, 1913.

ческого вентилятора (мотор помещен в ящике, чтобы искры на щетках не вуалировали пластинки). Спереди натянут был кусок редкой ткани, задерживающей пыль. Рецепт Бернса пригоден в том же составе для всякой обычной сенсибилизирующей краски (пинахром, ортохром и т. д.), но он рассчитан только для лабораторных целей, так как сенсибилизированные пластинки быстро портятся. Зато чувствительность их высока: при сенсибилизации пинахромом она для желтых лучей вчетверо больше, чем у продажных панхроматических пластинок. Правда, контрастность пластинок несколько падает. Поэтому содержание краски в растворе нельзя увеличивать, так как тогда пластинки дают совершенно вялые снимки.

С дицианином получаются пластинки, которые портятся в несколько часов, а на другой день обыкновенно уже совершенно не пригодны для работы. Но с ним можно итти дальше в смысле увеличения количества краски, которое можно увеличить втрое, а время сенсибилизации — вдвое. Снимки все же остаются контрастными, под условием, чтобы фотографирование и проявление следовали непосредственно за сенсибилизацией. Через час чувствительность уменьшается уже вдвое, хотя контрастность не падает. Повидимому, соединение краски с бромистым серебром непрерывно разрушается.

Сенсибилизированные пластинки весьма сильно и вместе с тем весьма неравномерно окрашены. Часто через пластинку тянется полоса, слабо окрашенная и потому мало чувствительная. Для нашей цели это обстоятельство в большинстве случаев не имело значения, так как для измерений нужны только отдельные места пластинки. Но если такая полоса попадала на нужное место, пластинка не годилась для измерений. Причина появления полос пока не выяснена. Все эти детали имеют существенное значение, так как, начиная от 8000, чувствительность сенсибилизированных дицианином пластинок быстро падает. Кривые дисперсии у дублета K снимаются

при щели в 0.02 мм в 1 мин., у дублета Rb — в 3 мин., а у линии 8950 дублета Cs — только в 10 мин. при щели 0.04 мм. При этом у линии 8528 уже сильная передержка на той же пластинке. Но красные дублеты можно фотографировать долгое время, как это видно будет дальше. Таким образом, дицианин дает возможность работать в инфракрасной части спектра до 9200 по крайней мере. Линия поглощения Cs 8528 является наиболее удобным объектом для будущего исследования кривой дисперсии. Она далека от других линий; чувствительность пластинок еще достаточна; Cs испаряется при низкой температуре, и пары его меньше, чем у других щелочных металлов, действуют на стекло и кварц.

Все пластинки проявлялись одним и тем же проявителем (пирогаллол, ацетон, большое количество KBr), выработанным уже для прежней работы.

Самый процесс фотографирования происходит, как уже было упомянуто, при очень неблагоприятных условиях. Из нагретого (спиралью с током) места трубки *T* металл непрерывно перегоняется в более холодные места. Цилиндричность обмотки с током до известной степени обеспечивает равномерность температуры и плотность столба паров в вертикальном направлении. Быстрота перегонки зависит, во-первых, от степени нагревания обмотки током; во-вторых, от давления азота, оставшегося в трубке. При низких температурах, когда дисперсия, впрочем, уже хорошо выражена в первых дублетах, перегонка идет так медленно, что с запасом металла в 1 г в нагретой трубке можно работать полгода. Но при повышении температуры перегонка быстро ускоряется, и дисперсию во вторых дублетах, где она слабее в 500—1000 раз, можно было бы наблюдать в хорошо эвакуированной трубке не долее как 5—6 часов. Увеличив давление азота в трубке, можно очень сильно задержать перегонку. При этом происходит, повидимому, следующий процесс, который удалось наблюдать на парах парафинового масла,

когда однажды по небрежности Cs, вынутый из масла, был плохо промыт в бензоле.

При малом давлении азота в 2—3 мм уже образуются при нагревании с той и другой стороны обмотки два вихря; теплый газ уносится кверху, холодный притекает снизу. Масло, испаряясь, дает туман в трубке, и если следить за капельками тумана, то видно, что они, повинуясь установившемуся вихрю, совершают циклическое движение и возвращаются почти к тому же месту трубки, где они вырывались из-за обмотки. Процесс повторяется бесконечно; циклические движения поразительно устойчивы; вихрь не меняет своей формы часами. Капельки масла в незначительном количестве оседают вдали на холодных стенках трубки. Чтобы отогнать все масло, не повышая сильно температуры (иначе начал бы перегоняться также цезий), понадобилось около 5 часов.

Давление азота в трубке обыкновенно равнялось приблизительно 10 мм. Сначала фотографировался первый дублет при низкой температуре. Процесс перегонки идет при этом так медленно и устойчиво, что можно делать очень длинные выдержки, не боясь изменения кривых дисперсии. Предварительно трубка в течение часа выдерживалась при одной силе нагревающего тока. Далее температура повышалась и фотографировался второй дублет, а также сравнительные снимки для первого и второго. Для третьего дублета перегонка уже происходит быстро; иногда пары сгущаются в туман, и в трубке идет металлический дождь. Тут уже нельзя терять времени, а между тем как раз для третьего и четвертого дублетов в ультрафиолетовой части спектра выдержки наиболее длинны. Приходится расширять щель, что всегда отзывается на качестве снимков.

Как видно из всего предыдущего, говорить о длине d столба паров здесь совершенно не приходится; следовательно, вычисление величин ρ не возможно. Но так как дисперсия для всех волн одинаково пропорциональна плотности паров, то во всяком случае d тождественно для двух соседних, одно-

временно снимаемых линий дублета. В этом отношении $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ может измеряться совершенно безупречно. Далее, снимая очень быстро один снимок за другим (например, 10 снимков в 10 минут) при различных комбинациях стекол d', можно надеяться, что d за это время не изменится. Все эти снимки делались с целью испытать, действительно ли ρ есть величина постоянная для различных длин волн, как того требует формула Зеллмейера. Все величины ρ далее вычислены в предположении, что d равно длине обмотки, т. е. 8.2 см, хотя ясно видно, что при высоких температурах пары осаждаются далеко за краями обмотки. Возможно, что при этом длина столба паров была вдвое больше, чем при низких температурах.

Введение в трубку азота до давления в 10 мм, задерживая перегонку, вместе с тем вносило некоторое осложнение. Мы видели (стр. 181), что при больших давлениях плотность паров в вертикальном направлении распределена чрезвычайно неравномерно. То же самое, но в незначительной степени, имеет место уже при низких давлениях. При быстрой перегонке образуется нечто вроде призмы из паров. Если показатель преломления для некоторых длин волн значительно (в четвертом знаке) отличается от единицы, то для этих волн столб паров эквивалентен клинообразной пластинке („клин паров“) с горизонтальным ребром, обращенным вверх или вниз, смотря по тому, больше или меньше единицы показатель преломления. Полосы равного наклона должны постепенно переходить в полосы равной толщины; иначе говоря, фокальность полос меняется различно для разных длин волн, и притом в направлении, противоположном по обе стороны линии поглощения. Результатом является размывание полос вблизи линий поглощения. Поэтому не всегда удавалось фотографировать первый дублет одновременно с третьим, так как дисперсия в первом приблизительно в 5000 раз больше. Если же это и удавалось, то только

с самыми тонкими стеклами (малыми d'), так как, чем меньше толщина d', тем дальше от линии поглощения образуются крюки, а вдали от линии показатель преломления меньше отличается от единицы. Такие крюки очень широки, и измерение их обыкновенно дает худшие результаты. Во вторых дублетах описанный „клин" паров мало заметен и вовсе не заметен в третьих; хотя пары так же неравномерно распределены в трубке, но показатель преломления гораздо меньше отличается от единицы.

Как видно, условия опытов очень неблагоприятны; тем не менее отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ удается измерять довольно точно, благодаря тому, что две линии дублета находятся в совершенно одинаковых условиях. В будущем предстоит проделать те же опыты в еще худших условиях. Например, необходимо проверить независимость величин $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ от температуры. Это можно сделать только, изучая дисперсию по методу крюков в пламени с раскаленными парами. Что это возможно, показывают некоторые, уже давно сделанные опыты. Еще больше интереса представляет пламя вольтовой дуги. С одной стороны, здесь температура выше, с другой — в пламени дуги дают линии поглощения многие металлы, так что предмет исследования расширяется, и, например, от щелочных металлов можно перейти к другим металлам 1-й группы, Cu, Ag, Au и т. д. Аномальную дисперсию паров многих элементов в пламени дуги наблюдал при помощи интерферометра и фотографировал Гейслер.[1] Пуччианти[2] таким же способом доказал, что в дуге переменного тока при разных фазах тока относительная интенсивность некоторых линий одного и того же элемента (Sr, Ca) меняется и, следовательно, эти линии не принадлежат одной и той же молекуле. Метод

---

[1] H. Geisler, Ztschr. Wiss. Photogr., **7**, p. 89, 1909.

[2] L. Puccianti, Mém. d. R. Accad. d. Lincei, **6**, fasc. II, p. **27**, 1906.

крюков в последнем случае мог бы прямо дать числа для этой относительной интенсивности.

Процесс перегонки ничем, кроме температуры, не различается у различных щелочных металлов. О чистоте каждого металла будет сказано далее, при обсуждении результатов измерений. Введение металлов в трубку не представляет затруднений. Из парафинового масла они переносятся в бензол, который растворяет масло. Затем около 1—1.5 г металла с большим количеством бензола вкладывается в железную цилиндрическую трубку с закраинами, равную по длине нагревающей обмотке. В подготовленной кварцевой трубке, уже закрытой стеклом с одной стороны, железная трубка вдвигается под обмотку с другой стороны; прикладывая горячую стеклянную пластинку к другому концу кварцевой трубки, уже снабженному сургучом, можно быстро закрыть трубку и откачать воздух, причем бензол немедленно испаряется.

Промер полученных фотографий производился при помощи компаратора Цейсса, который был уже достаточно изучен в прежней работе. Теперь измерения были гораздо проще, так как нужно было измерить только одну ординату — длины волн. Производились последовательно установки нити на λ', λ_1, λ'', λ''', λ_2, λ^{IV}, причем каждая установка повторялась пять раз. Величина $\lambda_2 - \lambda_1$ известна в длинах волн по таблицам; она дает масштаб для перечисления величин $\lambda' - \lambda_1$ и т. д. (расстояний крюков от линий поглощения), измеренных в миллиметрах, на длины волн. Установка нити на крюк тем лучше, чем он острее; крюки же тем острее, чем они ближе к линиям поглощения. При этом уменьшается сама измеряемая величина, и, следовательно, относительная точность измерения мало зависит от близости крюка к линии поглощения. Но точность уже ничтожна при чрезвычайно близких, равно как и при очень далеких и, следовательно, очень тупых крюках. Такие снимки не измерялись, если не было в том крайней необходимости.

3. Результаты измерений приведены в ряде таблиц, которые будут рассмотрены сначала отдельно друг от друга. Каждая таблица относится к одному дублету. Прежде всего, важно было установить, действительно ли отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для каждого дублета не зависят от плотности паров или от температуры. Далее, действительно ли эти отношения, т. е. отношения чисел электронов в молекуле, соответствующих линии λ_1 и λ_2, являются отношениями двух небольших целых чисел. Напомним, что для натрия уже получено разнообразными методами число 2, т. е. $^2/_1$, $^4/_2$ и т. д. Решение второго вопроса для ряда дублетов в утвердительном смысле собственно решает и первый вопрос, так как невозможно себе представить случайности выбора температуры для каждого дублета непременно так, чтобы получилось простое, для нескольких дублетов даже одинаковое отношение. Тем не менее, для каждого дублета был сделан ряд снимков при различных температурах, следовательно, при различных плотностях пара. Мерой плотности является вычисленная при каждом измерении величина ρ_1. Как уже сказано было выше, абсолютного значения эта величина не имеет. Столб паров не однороден, и длина его d может изменяться почти вдвое при переходе от самой низкой к самой высокой температуре; все же величины ρ_1 вычислены для $d = 8.2$ см. По той же причине мало значения имеет также сравнение величин ρ_1, полученных при различных температурах. Но во всяком случае большему ρ_1 соответствуют более высокая температура и плотность. Все исследования были сделаны в одной трубке, не меняя ее нагревающей обмотки; и все снимки для каждого металла сделаны при одном первоначальном количестве металла, при постепенном повышении температуры. Поэтому ошибка в относительных величинах ρ_1, полученных при различных температурах, пожалуй, не превышает 50% даже при крайних температурах.

При вычислении величин ρ_1 и $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ из сделанных измерений нужно иметь в виду, что формула Зеллмейера не вполне правильна [9]. Каков действительный вид кривой дисперсии, пока еще нельзя выяснить в точности; можно только высказать некоторые общие соображения. Между тем для вычислений результатов измерений, полученных по методу крюков, в основу положена именно формула Зеллмейера. Трудно наперед оценить, какую ошибку это внесет в отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ и будет ли эта ошибка одинакова для всех измеренных дублетов. Возможно, без сомнения, и то, что отношение $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для одной кривой дисперсии может получиться иным, в зависимости от того, какие точки кривой выбраны для вычисления. Обыкновенно для этого служили четыре точки кривой (иногда две), и именно те, в которых образуются крюки. Но, вводя в интерферометр различные стекла d', можно получить крюки или все ближе к линиям поглощения, или все дальше от них. Представлялось интересным проследить, не связана ли хоть несколько величина $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ с величиной расстояний крюков от линий поглощения. Поэтому во всех таблицах помещена вычисленная в единицах Ангстрема величина $\delta_1 = \lambda_1 - \lambda'$, равная расстоянию от более интенсивной линии дублета того из крюков, принадлежащих этой линии, который лежит вне дублета. В рассматриваемых ниже таблицах первый столбец дает номер пластинки, второй — номер снимка на пластинке, третий — толщину d' в миллиметрах стекла, введенного в интерферометр, четвертый — отношение $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, пятый — величину ρ_1, помноженную на 10^{-24}, и, наконец, шестой — δ_1 в единицах Ангстрема. Изменение величины ρ_1 для одной и той же пластинки будет рассмотрено далее, а пока нас интересует только величина отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$.

Калий, дублет 7665—7699, табл. 1. В конце статьи имеется воспроизведение снимка 68_1 (фиг. 3), который дает кривые очень слабой дисперсии (без крюков) в спектре 1-го порядка. Для сравнения помещен (фиг. 2) подобный же снимок (из прежней работы) для дублета натрия 5890—5896 в спектре 2-го порядка. Почти все снимки сделаны в спектре 1-го порядка. Измерен только один снимок (69_5) 2-го порядка. Выдержки изменялись от 1.5 до 4 минут. Недалеко от линии K видна на всех снимках очень слабая дисперсия вблизи линий Rb 7800—7948, который присутствовал в виде ничтожной (десятые доли процента) примеси. В снимках с очень большой дисперсией K можно было бы измерить дисперсию Rb и таким образом произвести количественный анализ паров. Примесь Na значительно больше, так как дисперсия у дублета 5890—5896 сильно выражена. В вольтовой дуге между обыкновенными углями (положительный с фитилем) присутствует большое количество паров K; на всех снимках видны две интенсивные и сравнительно широкие линии самопоглощения. Они значительно шире, чем линии самопоглощения Na. В снимках с слабой дисперсией линии самопоглощения шире, чем линии поглощения, но они резки и измеряются очень точно. При линиях поглощения, очень широких и расплывчатых, они даже значительно облегчают измерения. Плотность паров изменяется в 10 раз от снимков пластинки 68 до снимков пластинки 66. Есть снимки, сделанные при большей плотности паров. Как уже было указано, на них $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ измеряется очень не точно, и это измерение сделано было только для сравнения со вторым дублетом. В таблицах же помещены только те измерения, которые были специально предназначены для вычисления отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, но зато все измерения, как бы плохи ни были их результаты. Наибольшая дисперсия соответствует снимку (74_3), у которого $\rho_1 = 40 \cdot 10^{+24}$; таким образом, плотность паров больше, чем на пластинке 68_1.

ТАБЛИЦА 1

Калий. Дублет 7665—7699

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	δ_1
66	2	0.88	1.961	2.3	33.8
	3	1.96	2.020	2.6	23.2
	4	2.84	1.980	2.7	19.7
	5	3.95	1.985	2.9	17.2
	6	8.82	2.017	2.9	11.1
	7	15.82	1.987	2.9	8.4
67	2	0.88	1.951	0.64	17.2
	3	1.96	2.000	0.67	11.5
	4	2.84	2.037	0.76	10.1
	5	3.95	1.999	0.85	9.1
	6	7.94	1.962	0.88	6.5
	7	9.90	2.098	0.88	6.0
	8	11.89	1.952	0.85	5.2
	9	15.82	1.920	0.86	4.6
	10	19.77	2.056	0.89	4.2
68	2	0.88	2.098	0.23	10.0
	3	1.96	1.920	0.24	7.0
	4	2.84	1.908	0.24	5.7
	5	3.95	1.924	0.27	5.1
	6	5.91	1.891	0.27	4.3
	7	7.94	1.947	0.28	3.7
	8	9.90	1.938	0.30	3.5
	9	11.89	1.803	0.30	3.2
69	5	3.95	2.040	0.29	5.5
76	4	7.94	1.988	1.62	8.9

Среднее 1.976

в 100 раз. На снимке 74_3 обращает на себя внимание резко выраженная асимметрия линий поглощения того же типа, который наблюдался в прежней работе (l. с., стр. 50[10]) и у дублета Na 5890—5896. Линии очень широки (30 и 20 Å). Края обеих линий, обращенные внутрь дублета, резче, чем края, обращенные наружу. Линии самопоглощения дуги находятся не в середине линий поглощения, а кажутся сдвинутыми к внутренним краям последних. Та же асимметрия наблюдается еще в нескольких снимках с широкими линиями поглощения.

На каждой из пластинок 66, 67, 68 все снимки сделаны один за другим при различных стеклах (d') в интерферометре. Изменение величины ρ_1 в подобном ряде снимков будет обсуждено далее.

Среди 25 измеренных отношений $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ есть, конечно, и плохие измерения, но средняя погрешность средней величины не превышает 0.6%. Отступление средней величины 1.976 от целого числа 2 равно всего 1.2%. Никакого систематического хода между величинами $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, с одной стороны, и величинами ρ_2 или δ_1 с другой — не замечается. Нужно заметить, что для всех дублетов отступление величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ от целого числа вдвое превышает среднюю ошибку среднего результата. Это может быть и чистой случайностью. У рассматриваемого дублета калия и у дублета натрия средние величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ меньше целого числа, у остальных дублетов — больше. Все-таки укажем на возможные объяснения этого факта.

Первое объяснение — неправильность формулы Зеллмейера. Систематический ход между $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ и δ_1 не заметен, так как, при введении более толстого стекла, крюки почти в равных отношениях приближаются к линиям поглощения. Точки кривых дисперсии, по которым производятся вычисления, оди-

наково перемещаются по кривым обеих линий. Небольшой ход $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ с изменением δ_1, может быть, и существует, но он скрадывается погрешностями изменений. Однако неправильность формулы Зеллмейера может во всех измерениях вызвать одинаковое отступление от числа 2.

Далее, „клин" в парах щелочных металлов, может быть, несколько портит измерения систематически в одну сторону. Правда, в громадном большинстве снимков кривые дисперсии очень резки, даже вблизи линий поглощения, но все же нужно иметь в виду, что условия опыта далеко не совершенны. Во всяком случае, искать большего приближения к целым числам не представляется правильным до тех пор, пока не улучшены условия опыта и не исследованы до конца отступления от формулы Зеллмейера.

В конце статьи (фиг. 4) помещен еще один снимок (78_4) дисперсии дублета 7665—7699 для сравнения с дисперсией (77_3) во втором дублете K (фиг. 5). Оба снимка сделаны при одной температуре и при одной толщине стекла ($d' = 1.96$ мм).

Калий, дублет 4044—4047, табл. 2. Это — самый узкий из всех дублетов. Все снимки сделаны в спектре 3-го порядка; выдержки — от 30 сек. до 1.5 мин. Дублет расположен в конце 3-й группы линейчатых полос пламени угольной дуги, принадлежащих циану (3-я группа начинается с 4216). Избавиться от полос дуги невозможно без большой потери в интенсивности света. Иногда они совершенно портят измерения, но в данном случае слабые линии конца полосы, обращенной хвостом к ультрафиолетовому концу спектра (как и все другие полосы в спектре угольной дуги), мало влияют на точность измерений.

Тем не менее, благодаря этой причине и узости дублета полученные 20 величин $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ больше отступают от средней величины, чем в первом дублете. Средняя погрешность средней величины достигает 1%. Как и в первом дублете,

ТАБЛИЦА 2

Калий. Дублет 4044—4047

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	δ_1
71	2	0.88	2.096	0.047	1.23
	3	1.96	2.120	0.055	0.84
	4	2.84	2.029	0.059	0.75
	5	3.95	1.877	0.047	0.63
	6	4.83	2.028	0.065	0.62
	7	5.91	2.170	0.069	0.61
	8	6.79	1.988	0.071	0.56
	9	7.94	1.951	0.072	0.54
72	3	3.95	2.103	0.144	1.01
	4	5.91	2.066	0.157	0.88
	5	6.79	2.114	0.162	0.81
	6	7.94	2.114	0.164	0.77
	7	9.90	2.026	0.166	0.71
73	8	11.89	2.156	0.51	1.10
75	3	1.96	1.982	0.0168	0.47
	7	1.96	1.952	0.0151	0.48
77	4	3.95	1.982	0.053	0.63
	8	3.95	2.046	0.056	0.65
79	4	3.95	1.918	0.117	0.92
	8	3.95	2.224	0.135	0.99

Среднее 2.047

отступление найденной величины 2.047 от 2 вдвое больше средней погрешности. Плотность паров меняется приблизительно в 30 раз. Нельзя констатировать систематического хода величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ с изменением ρ_1 или δ_1. Третий дублет K лежит далеко в ультрафиолетовой части спектра.

Рубидий, дублет 7800—7948, табл. 3. Все снимки сделаны в спектре 1-го порядка. Дублет — очень широкий; для многих снимков можно было вести вычисления по простым формулам (18). Выдержки около 3 мин. Примесь паров K и Na ничтожна. Плотность паров меняется приблизительно в 80 раз. Систематического хода $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ вместе с ρ_1 или δ_1 видеть в таблице нельзя. Интерференционные полосы вблизи 7948 выходят несколько бледнее, чем вблизи 7800 вследствие быстрого падения чувствительности пластинок вдоль спектра. Результаты измерений удачнее, чем у других дублетов; поэтому измерений сделано сравнительно мало. При 11 измеренных величинах средняя ошибка средней величины всего 0.5%, найденная же величина 2.015 всего на 0.8% отступает от 2. В конце статьи (фиг. 6) помещен снимок (87_1), в котором видна сильная дисперсия без крюков (ρ_1, как у 87_4 в таблице). На левой стороне снимка — линии самопоглощения K, и около них очень слабая дисперсия. Этот снимок соответствует второму дублету (фиг. 7) рубидия же (снимок 86_1).

Рубидий, дублет 4202—4216, табл. 4. Все снимки сделаны в спектре 3-го порядка; выдержки — около 1 мин., при щели 0.02 мм. Плотность паров меняется в 5 раз. Третья группа линейчатых полос циана сильно портит измерения. Эта группа состоит из ряда полос, головой обращенных к красной части спектра. Первая полоса начинается интенсивными линиями от длины волны 4216.12, тогда как длина волны второй линии дублета равна 4215.72. Эта линия поглощения измеряется хорошо, но нужно было избежать того, чтобы крюк со стороны больших длин волн попал на линию 4216.12; в этом случае резкий переход от сравнительно сла-

ТАБЛИЦА 3

Рубидий. Дублет 7800—7948

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-21}$	δ_1
87	4	5.91	2.057	8.13	24.4
98	1	0.88	2.033	0.087	6.6
	2	1.96	2.050	0.103	4.7
	3	2.84	2.005	0.105	3.9
	4	3.95	1.957	0.112	3.4
102	3	3.95	2.020	1.13	10.9
	4	5.91	2.017	1.14	9.0
	5	7.94	2.025	1.14	7.7
	6	11.89	2.056	1.08	6.1
	7	15.82	1.990	0.99	5.1
104	4	0.88	1.957	0.67	16.9

Среднее 2.015

бой интенсивности сплошного спектра к большой интенсивности самой линии делает невозможным измерение. Поэтому нужно было получить сильную дисперсию, иначе крюки даже при тонких стеклах ложатся близко к линии поглощения. Но и при соблюдении всех этих условий в некоторых снимках измерения все же оказались трудными, вследствие близости крюка к линии 4216.12. Величина δ_1 дает возможность судить о расстоянии δ_4 разбираемого крюка от линии поглощения. Действительно, дублет широк, поправка дисперсии одной линии на дисперсию другой ничтожна; поэтому

$$\delta_4 = \delta_1 \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}},$$

и табл. 4 дает

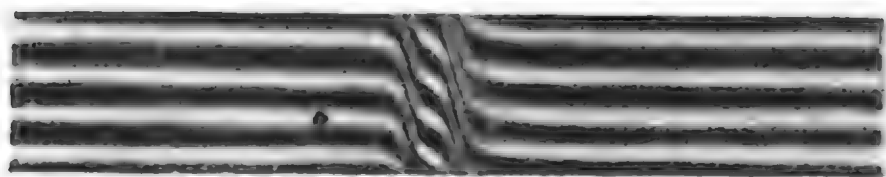
$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = 2.5.$$

ТАБЛИЦА 4

Рубидий. Дублет 4202—4216

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	δ_1
86	2	0.88	2.620	0.109	2.01
	3	1.96	2.485	0.120	1.40
	4	2.84	2.543	0.130	1.21
90	1	0.88	2.323	0.074	1.63
	2	1.96	2.622	0.081	1.13
105	1	0.88	2.420	0.108	2.00
	3	2.84	2.521	0.172	1.44
	4	3.95	2.543	0.141	1.06
	5	4.83	2.417	0.134	0.94
108	1	0.88	2.726	0.36	3.61
	2	1.96	2.720	0.39	2.62
	3	2.84	2.540	0.39	2.07
	4	3.95	2.539	0.39	1.74
	5	4.83	2.785	0.40	1.65
	6	5.91	2.601	0.39	1.43
	7	6.79	2.659	0.39	1.37
	8	7.94	2.689	0.39	1.26
	9	9.90	2.646	0.40	1.17
	10	11.89	2.517	0.40	1.04

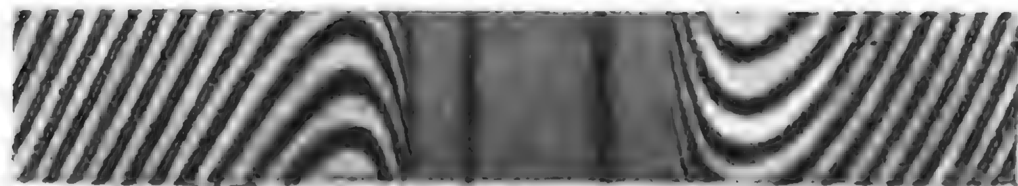
Среднее 2.575



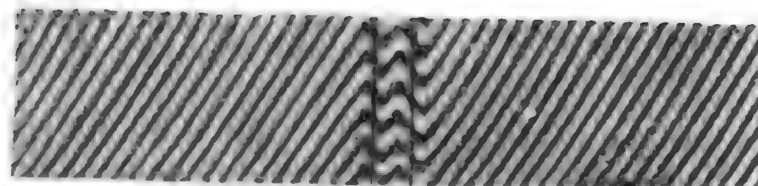
Фиг. 2. Na I 5890—5896, 2-й пор.



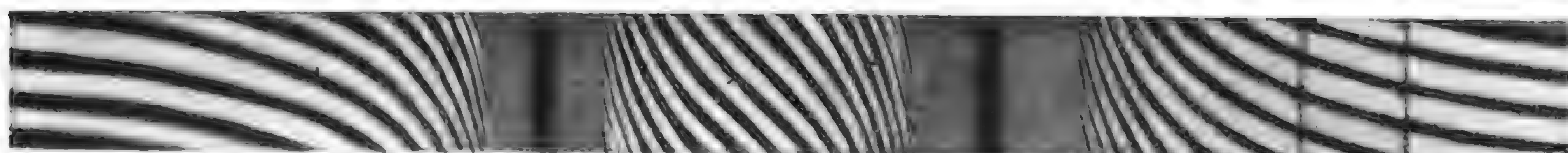
Фиг. 3. K I 7665—7699, сн. 68_1, 1-й пор.



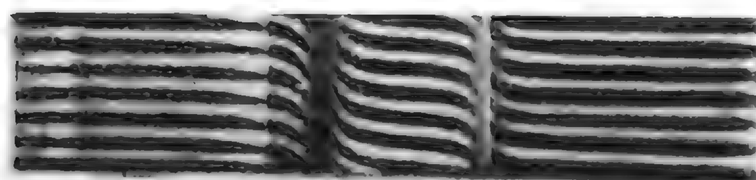
Фиг. 4. K I 7665—7699, сн. 78_1, d′ = 2 мм, 1-й пор., см. фиг. 5.



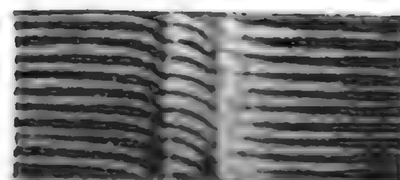
Фиг. 5. K II 4044—4047, сн. 77_3, d′ = 2 мм, 3-й пор., см. фиг. 4.



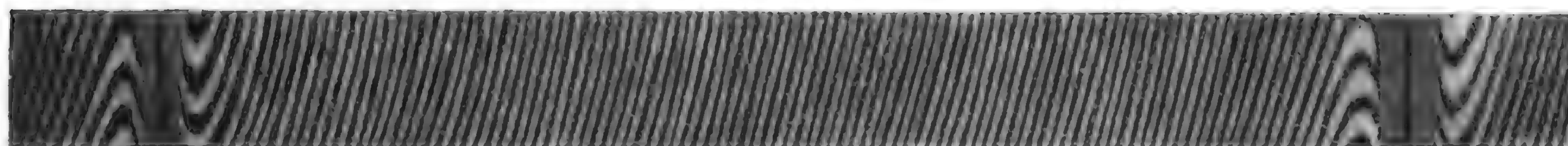
Фиг. 6. Rb I 7800—7942, сн. 87_1, 1-й пор., см. фиг. 7.



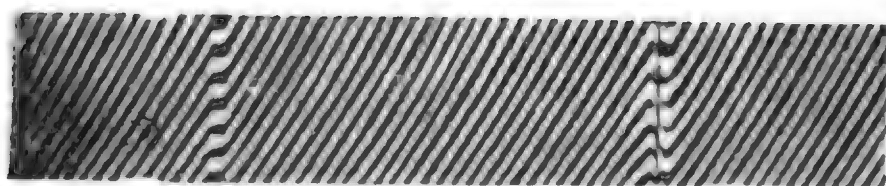
Фиг. 7. Rb II 4202—4216, сн. 86_1, 3-й пор., см. фиг. 6.



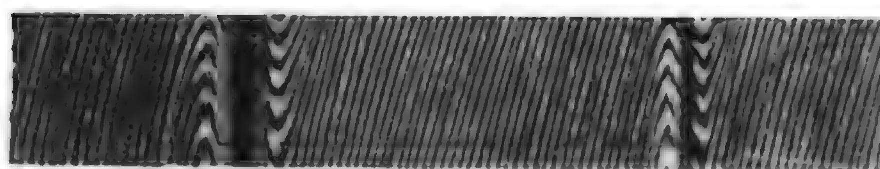
Фиг. 8. Rb III 3587—3592, сн. 107_6, 3-й пор



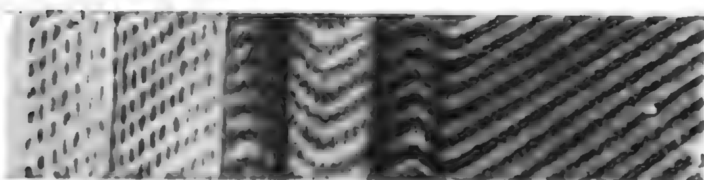
Фиг. 9. Cs I 8528—8950, сн. 119_3, d′ = 4 мм, 1-й пор., см. фиг. 10.



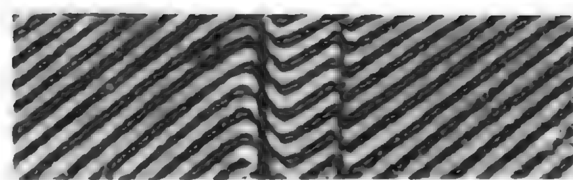
Фиг. 10. Cs II 4555—4593, сн. 118_4, d′ = 4 мм, 3-й пор., см. фиг. 9.



Фиг. 11. Cs II 4555—4593, сн. 128_7, d′ = 8 мм, 3-й пор., см. фиг. 12 и 13.



Фиг. 12. Cs III 3877—3889, сн. 128_2, d′ = 1 мм, 3-й пор., см. фиг. 11 и 13.



Фиг. 13. Cs IV 3612—3617, сн. 128_{10}, d′ = 1 мм, 3-й пор., см. фиг. 11 и 12.

Следовательно $\delta_4 = 0.63\delta_1$. Для снимка 105_5 δ_4 имеет величину 0.6 Å, тогда как разность длин волн линии поглощения и линии 4216.12 равна 0.4 Å. В спектре 2-го порядка многие измерения уже нельзя было бы сделать. Необходимость сильно повысить дисперсию привела к быстрой перегонке Rb, и его почти нехватало на следующий дублет. Вторая полоса группы начинается с длины волны 4197.24; она лежит довольно далеко от более интенсивной линии рассматриваемого дублета, длина волны которой равна 4202.01. Крюки всюду пересечены интенсивными линиями полосы, как это можно видеть на фиг. 7 в конце статьи. Все это значительно ухудшило измерения, а между тем здесь впервые получилось для отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ число, отличное от 2 и притом единственное не целое число. Этот результат необходимо было бы проверить самыми тщательными измерениями; между тем 19 измеренных величин дают среднюю ошибку средней величины 1.5%. Найденная величина 2.575 отличается от 2.5 всего на 3%, и это дает право утверждать, что искомое простое отношение есть 2.5, т. е. отношение простых чисел $^5/_2$. Нужно заметить, что во всех вторых дублетах K, Rb, Cs найденное отношение больше простого отношения, и притом отступление значительнее, чем это имеет место для первых дублетов. Возможно, что неправильность формулы Зеллмейера для вторых дублетов — иного характера или больше, чем для первых. Отступления, найденные для второго дублета цезия Фюхтбауером и Гофманом, сравнительно велики. Но, разумеется, тот факт, что полученное среднее отношение отступает от измеряемого на величину только вдвое большую, чем средняя погрешность, может быть вполне случайным, и делать по нему выводы о неправильности основной формулы нельзя. Зависимости между величиной отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ и величинами ρ_1 или δ_1 не замечается.

Рубидий, дублет 3587—3592, табл. 5. Все снимки сделаны были в спектре 3-го порядка, но только 3 снимка одной пластинки оказались пригодными для измерений. Сплошной спектр здесь очень мало интенсивен, выдержка — 10 мин. при щели 0.04 мм. Кроме того, дублет попадает в 5-ю группу полос циана. Линия 3591.78 находится еще вне этой группы, у которой первая полоса начинается с 3590.48. Линия 3587.24 помещается между началом первой и началом второй полосы (3585.95). Линии полос очень интенсивны сравнительно со сплошным спектром. Все это чрезвычайно портит измерения.

К тому же нельзя думать, что во время длинной выдержки в 10 мин. плотность паров оставалась неизменной. Больше снимков нельзя было сделать, так как весь Rb был перегнан в холодные части трубки. Из трех полученных для $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ чисел, конечно, нельзя вывести определенного заключения; можно разве только догадываться, что это число 3. В конце статьи (фиг. 8) помещен снимок 107_6, сделанный при той же температуре, как и измеренные.

ТАБЛИЦА 5

Рубидий. Дублет 3587—3592

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	δ_1
107	7	0.88	3.18	0.056	0.98
	8	1.96	2.60	0.065	0.70
	9	3.95	2.92	0.070	0.50

Среднее 2.90

Цезий, дублет 8528—8950, табл. 6. Самый широкий дублет; он едва помещается на одной пластинке в спектре 1-го порядка. Плотность паров меняется в 15 раз. Выдержка доходит до 10 мин. при щели в 0.04. Измерениям вредит

то обстоятельство, что линия 8950 еще не додержана, когда линия 8528 уже передержана очень сильно. Снимков сделано и измерено сравнительно немного, потому и средняя ошибка средней величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ велика; она равна 1.5⁰/₀. Отклонение же средней величины от числа 2 равно 2.6⁰/₀.

Можно с несомненностью считать, что истинное число для отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ равно 2. Систематической зависимости между $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, с одной стороны, ρ_1 или δ_2, с другой — не замечается. В конце статьи воспроизведен снимок (фиг. 9) дублета (119_3) при большой дисперсии.

ТАБЛИЦА 6

Цезий. Дублет 8528—8950

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_2\cdot10^{-24}$	δ_1
114	2	0.88	2.281	0.098	8.2
	3	1.96	1.949	0.101	5.5
	5	3.95	2.124	0.110	4.1
	6	5.91	1.991	0.109	3.3
	7	7.94	2.157	0.113	2.9
115	2	0.88	1.902	0.70	21.7
	3	1.96	2.004	0.76	15.1
	4	3.95	2.037	0.81	11.0
	5	5.91	2.045	0.81	9.0
	6	7.94	2.048	0.82	7.8
119	3	3.95	2.050	1.54	15.1

Среднее 2.053

Цезий, дублет 4555—4593, табл. 7. Все снимки сделаны в спектре 3-го порядка. Дублет настолько широк, что поправкой дисперсии одной линии на дисперсию другой можно

ТАБЛИЦА 7

Цезий. Дублет 4555—4593

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	δ_1
124	1	0.88	4.15	0.181	3.23
	2	1.96	4.40	0.190	2.09
	3	3.95	3.88	0.196	1.49
	4	5.91	3.86	0.20	1.22
	5	7.94	4.13	0.20	1.07
	6	11.89	3.97	0.20	0.88
	7	15.82	4.11	0.20	0.76
	8	19.77	3.97	0.21	0.69
	9	23.76	3.92	0.20	0.62
	10	31.75	4.30	0.20	0.54
118	4	2.84	3.68	0.026	0.64
120	2	1.96	4.17	0.079	1.35
127	8	7.94	4.25	0.82	2.16
128	7	7.94	4.25	1.55	1.48

Среднее 4.07

пренебречь. Плотность паров меняется в 60 раз. Выдержка — 45 сек. при узкой щели в 0.02 мм. Дублет находится среди слабых линий 2-й группы полос циана, но они настолько слабы, что нисколько не вредят измерениям. Последние должны бы быть не хуже, чем в красных дублетах K или Rb; на самом деле средняя погрешность средней величины при 14 измерениях все-таки еще равна 1.3%. Повидимому, допущена была экспериментальная ошибка. Она заключается в том, что интерференционные полосы были слишком узки, и, следовательно, крюки были недостаточно остры. Тем не менее, окончательный результат для $\frac{\rho_1}{\rho_2} = 4.07$, отличающийся

менее чем на $2^0/_0$ от 4, не оставляет сомнений. Как уже было упомянуто, Фюхтбауер и Гофман с некоторым сомнением дают, очевидно, неверное число 3. Дублет этот более других удобен для исследования формулы Зеллмейера во вторых дублетах. В конце статьи (фиг. 10) помещен снимок, который сделан при той же температуре и при той же толщине стекла d', как и дублет Cs 8528—8950. Другой снимок (фиг. 11) соответствует по температуре следующим двум дублетам Cs (фиг. 12 и 13).

ТАБЛИЦА 8

Цезий. Дублет 3877—3889

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	δ_1
127	2	0.88	7.43	0.139	1.89
	3	1.96	6.23	0.135	1.26
	6	0.88	8.18	0.147	1.96
128	2	0.88	8.34	0.27	2.66
	3	1.96	7.18	0.26	1.73
	6	0.88	7.87	0.24	2.54
129	6	1.96	6.60	0.197	1.50

Среднее 7.4

Цезий, дублет 3877—3889, табл. 8. Снимки сделаны в спектре 3-го порядка. Плотность паров меняется в два раза. Выдержки сокращены до 1 мин. путем расширения щели до 0.04 мм. Дублет этот, к сожалению, расположен самым неудачным образом среди интенсивной четвертой группы полос циана. Линия 3889 еще измеряется недурно, так как она находится вне группы (начало ее — 3883.55), но крюки при линии 3877 собственно отмечаются только интенсивными линиями полос циана. Линия поглощения пропадает среди линий полосы циана; ее приходится вычислять, как

середину между двумя крюками. К счастью, это можно сделать без большой погрешности, так как сравнительно очень слабая дисперсия довольно далекой линии 3889 едва влияет на положение крюков около линии 3877. При таких условиях измерения могут быть только гадательными. Действительно, из 7 полученных результатов нельзя вывести определенного числа для простого отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$. Нужно думать, что число это равно или 7, или 8. Остальные условия опыта были сравнительно хороши: выдержки не велики, запас цезия достаточен. Если бы не помешали полосы циана, простое число для отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ можно было бы установить с несомненностью.

Цезий, дублет 3612—3617, табл 9. Спектр 3-го порядка. Выдержка уменьшена до 5 мин. расширением щели до 0.08 мм. Последнее обстоятельство сильно ухудшает снимки, но они все-таки лучше, чем при более продолжительной выдержке и узкой щели. Дублет расположен в чистом месте спектра, до 5-й группы полос циана. Дисперсия около линии 3617 очень слаба, и плотность паров Cs повысить больше было нельзя. В трех полученных числах для $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ можно угадывать целые числа 8, 9, 10. Во всяком случае интересен тот результат, что $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ при переходе к дублетам высших порядков растет сначала быстро, потом все медленнее.

ТАБЛИЦА 9

Цезий. Дублет 3612—3617

№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	δ_1
128	9	0.88	8.9	0.066	1.13
	10	0.88	10.3	0.063	1.08
130	1	0.88	8.1	0.055	1.09

Среднее 9.1

4. Прежде чем поднимать вопрос о простых соотношениях $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, целесообразно исчерпать тот материал, который заключают в себе табл. 1—9. Во многих из этих таблиц приведены ряды снимков, полученных на одной и той же пластинке. Как уже было указано, эти ряды снимков сделаны при одной и той же плотности пара, но при разных толщинах d' введенных в интерферометр стеклянных пластинок. Здесь, главным образом, имелось в виду проверить, нет ли зависимости между величиной отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ и положением на кривой дисперсии тех точек, по которым эта величина вычисляется. Таблицы ясно показывают, что такой зависимости нет — по крайней мере, в пределах точности измерений. Но, кроме указанной цели, была и другая. Согласно уравнению (15), измеряя положение крюков, мы измеряем длину волны тех точек кривой, для которых производная $\frac{\partial f}{\partial \lambda}$ имеет определенную величину $-\frac{K}{d}$. Вводя различные стекла в интерферометр, мы получаем ряд точек, для которых известны и длина волны и производная $\frac{\partial f}{\partial \lambda}$. По этим точкам, мы, очевидно, можем построить кривую первой производной формулы Зеллмейера и таким образом осуществить проверку самой формулы. Правда, величина d, как уже было выяснено, нам не известна, но обстоятельство это несущественно, потому что ей можно придать произвольное, для всех точек одинаковое значение, и затем так подобрать масштаб теоретической и экспериментальной кривых первой производной дисперсии, чтобы они совпали. Можно вести проверку и иным путем. Вычисленные из уравнения (15) величины ρ должны быть всегда одинаковыми, независимо от того, из каких точек кривой они вычисляются. В систематическом изменении величин ρ, в зависимости от длин волн этих точек, т. е. от положения крюков, должна немедленно обнаружиться непра-

вильность формулы Зеллмейера.[6] Этот метод проверки отчасти и был испытан попутно. При данных несовершенных условиях он годился собственно только для дублета Na, так как здесь существенную роль играет, конечно, неизменность плотности паров, или, точнее, величины d. Следовательно, снимки при разных d' должны следовать как можно быстрее один за другим, так как плотность паров может с течением времени изменяться. Выдержку в желтой части можно довести до 6 сек. и сделать таким образом в 3 минуты около 25 снимков, что дает 100 точек для кривой первой производной дисперсии. В будущем, при более совершенных условиях, правильно осуществить проверку формулы Зеллмейера одновременно по двум методам, контролируя измерения величины $f(\lambda)$ измерениями ее первой производной. Но попутное испытание этого метода при плохих условиях показало, что для этой цели необходимо быть уверенным в постоянстве температуры и геометрической формы столба паров. Тем не менее уже и эти беглые наблюдения показывают с несомненностью, что отступления от формулы Зеллмейера идут именно в том направлении, как это можно предвидеть из прежней работы автора.

В последней обнаружилось, что величины ρ_1 и ρ_2 не постоянны, но растут при перемещении вдоль кривой дисперсии от малых длин волн к линии поглощения. При перемещении к линии поглощения от больших длин волн изменение ρ_1 и ρ_2 сравнительно не велико. Если взять средние величины для ρ_1 и ρ_2, то получается систематическое изменение их от -2.5 до $+2.5\%$; иначе говоря, они возрастают на 5%. Следует отметить, что вычисления были произведены только для таких точек, расстояние которых от линий поглощения было не меньше 1 Å. Но экспериментальные и теоретические кривые вычерчены (l. c., фиг. 10) также и более близко к линиям поглощения, и тут обнаруживается, что они расходятся со стороны малых длин волн все больше и больше.

В рассматриваемых таблицах из всех четырех длин волн, для которых производная должна иметь одно и то же значение, приведена только одна, именно δ_1 — расстояние крюка от более интенсивной линии поглощения со стороны меньших длин волн. Если выводы прежней работы были правильны, то следовало ожидать, что ρ_1 будет расти при уменьшении δ_1. Первые же снимки показали, что это действительно так. В табл. 1 видно, что ρ_1 (а следовательно и ρ_2, так как $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ не зависит от δ_1) возрастает по мере уменьшения δ_1, правда, не одинаково быстро на различных пластинках 66, 67, 68. Нужно заметить, что серия 10 снимков для красного дублета K занимает уже 20—25 минут, и нельзя быть вполне уверенным, что в течение всего этого времени плотность паров остается неизменной, даже если не наблюдается колебаний в силе тока, проходящего по нагревающей обмотке. Изменение величины ρ_1 с δ_1 значительно больше, чем этого можно было ожидать по результатам прежней работы. Но здесь, повидимому, играют роль два обстоятельства: во-первых, неправильность формулы Зеллмейера, во-вторых, непостоянство плотности паров. Ввиду того, что процесс перегонки, происходящий внутри трубки, очень сложен, возможно предположить, что тут имеет место и увеличение, и уменьшение плотности, даже если раньше долгое время (около 1 часа) трубка выдержана была при одной силе нагревающего тока.

Эти две причины, вызывающие изменение ρ_1, или складываются, или вычитаются. Действительно, в табл. 3 мы видим сравнительно большое возрастание ρ_1 на пластинке 98 и некоторое падение на пластинке 102. В большинстве случаев имеет место возрастание ρ_1 с уменьшением δ_1, именно: на пластинках 114 и 115 табл. 6, на пластинках 71 и 72 табл. 2, на пластинке 86 табл. 4 и на пластинке 124 табл. 7. Пластинка 108 табл. 4 показывает почти полную нейтрализацию двух причин, и, наконец, на пластинке 105 той же таблицы виден характерный ход величины ρ_1, которая сна-

чала возрастает сильным скачком, а затем убывает довольно быстро. Во вторых дублетах (а ко второму дублету Rb и относится табл. 4) выдержка значительно меньше, чем в первых, но зато процесс перегонки идет заметно тревожнее при высоких температурах. При проявлении пластинки 105 был замечен странный дефект, который остался отчасти необъяснимым и теперь. Один из крюков в снимке 2 оказался совершенно размытым, тогда как другие крюки вполне резки, так же как и все остальные снимки этой пластинки. После измерения пластинки сделалось ясным, что во время фотографирования 2-го снимка произошло внезапное увеличение плотности паров, за которым следовало медленное падение плотности. Такое внезапное изменение плотности наблюдалось потом при интенсивной перегонке прямо в окуляр спектрографа. Оно происходило, может быть, от стекания капли металла в горячее место трубки.

Вся совокупность отмеченных изменений ρ_1 с δ_1 не оставляет сомнения в том, что формула Зеллмейера неправильна, и это вполне согласуется с прежними выводами автора, с измерениями Фюхтбауера и Гофмана и с качественным наблюдением кривой дисперсии внутри линии поглощения Na [11].

В связи с вышеизложенным естественно снова возникает вопрос о точности измерения спектрограмм. С несомненностью установлено, что величина дисперсии заметно изменяется в течение ряда снимков, следующих друг за другом с возможной быстротой. Очевидно, она изменяется, хотя и незначительно, во время фотографирования каждого отдельного снимка. Этого изменения нельзя уловить на негативах: полосы дисперсии и крюки везде кажутся вполне резкими. Но нет сомнения, что это обстоятельство не остается без влияния на точность измерения, ибо незначительное передвижение интерференционной полосы на небольшую долю своей ширины может уменьшить определенность максимума или минимума (крюка) полосы. На самой величине $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ это,

правда, не отразится, так как у обеих линий поглощения все происходит приблизительно одинаково. Наибольшая точность получается при установке на очень резкий крюк вдали от линии поглощения, потому что при этом значительна сама измеряемая величина δ. Подобные крюки получаются при большой дисперсии, если в интерферометр введена очень толстая пластинка стекла (d'). Судя по их внешнему виду, можно было бы в этих случаях ожидать точности до десятых долей процента в измерении величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$; на самом деле отклонения от средней величины немногим только меньше, чем в самых неблагоприятных случаях. Это объясняется тем, что большей дисперсии соответствует более быстрая перегонка в трубке и, следовательно, меньшая устойчивость процесса. Вероятно, по той же причине вообще измерения несколько менее точны для вторых дублетов, требующих быстрой перегонки. Все это дает основание рассчитывать, что, заключив насыщенные пары между прозрачными стенками и добившись постоянства температуры, можно будет значительно повысить точность измерения величин ρ и их отношения.

5. Все указанные выше источники погрешностей значительно уменьшают цену определения отношения величин ρ для двух дублетов одного и того же элемента. Резюмируем эти источники ошибок.

а. Плотность пара изменяется, между тем перестановка спектрографа (точнее, отыскание места спектра, фокусировка, светофильтры и т. д.) из одной области спектра в другую требует не менее 3 и 10 минут.

б. В нашем случае особенно неблагоприятно сказывается неправильность формулы Зеллмейера, потому что здесь нельзя выбирать точки кривых дисперсии двух сравниваемых дублетов, по которым производится вычисление величин ρ. К тому же и самый выбор представляется гадательным: отступления от формулы Зеллмейера могут быть различными у различ-

ных линий, хотя они по всей вероятности всюду не велики.

в. Выбор же точек ограничен тем, что при сильной дисперсии дает себя чувствовать „клин“ паров (стр. 212) для первого дублета. Часто бывает возможно получить только очень тупые крюки вдали от линий поглощения, что сильно вредит измерениям. Поэтому только некоторые из снимков, предназначенных для сравнения дублетов, могли быть использованы для измерения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$; на других эта величина не могла быть точно измерена.

Несмотря на все эти мало благоприятные условия, все же получились интересные результаты, которые сведены в табл. 10—12.

Они особенно удачны для калия. Третий его дублет, лежащий далеко в ультрафиолетовой части спектра, не подлежит измерению, и потому не было надобности сильно увеличивать перегонку металла. Этого последнего в трубке оставался значительный запас, что давало возможность сделать три серии снимков специально для сравнения дублетов. В табл. 10 они соответствуют пластинкам 75 и 76, 77 и 78, 79 и 80. В каждой серии сначала фотографировался дублет фиолетовый, потом красный и потом для контроля неизменности плотности газа — опять фиолетовый. В таблице указаны величины δ_1, ρ_1 и $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для каждого дублета, и кроме того даны в последнем столбце отношения $\frac{\rho_{1\text{кр.}}}{\rho_{1\text{фиол.}}}$, которые равны отношениям чисел колеблющихся электронов, соответствующих более интенсивным линиям обоих дублетов. Как видно, плотность паров мало менялась за время фотографирования каждой серии; наибольшее изменение имеет место в третьей серии, где отношение изменилось от 112 к 97. Средние величины для трех серий равны 102, 105, 104. Повидимому, эта величина не зависит от плотности паров (или температуры), которая, как это можно заключить из величин ρ_1, изменялась

в 8 раз. Пластинки 78 и 80 не предназначались для измерения величин $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ красного дублета, которые, действительно, далеко отстоят от средней величины, указанной в табл. 1. Еще хуже эта величина получается для серии пластинок 73 и 74 в первых строках табл. 10. Оба снимка этой серии случайно следовали быстро друг за другом и дали возможность вычислить отношение дублетов при очень большой плотности паров (для красного дублета $\rho_1 = 40.3 \cdot 10^{-24}$). Число 79.7 значительно отличается от других чисел, но нужно принять во внимание очень плохое определение величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для красного дублета. Если вычислить отношения $\frac{(\rho_1 + \rho_2)_{\text{кр.}}}{(\rho_1 + \rho_2)_{\text{фиол.}}}$, то получается число 87, тогда как для остальных трех серий остается неизмённым число 100.

Для рубидия также сделаны три серии измерений, причем в первой серии не оказалось возможным сделать контрольный снимок. На пластинках 101 и 103 табл. 11 для фиолетового дублета не определены величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, так как дисперсия была слишком мала и один из крюков линии 4215.72 ложился на линию полос циана 4216.12 (стр. 224). Пришлось ограничиться измерением крюков только у более интенсивной линии дублета, что, впрочем, имеет мало значения, так как дублет широк. Вычисленные отношения $\frac{\rho_{1\,\text{кр.}}}{\rho_{1\,\text{фиол.}}}$ почти вдвое меньше, чем для K. Они неправильно колеблются, не показывая прямой зависимости от плотности (или температуры), которая изменялась в 12 раз. Из одной пары снимков можно было вычислить отношение второго дублета к третьему, которое приблизительно в 10 раз меньше отношения первого дублета ко второму.

Для цезия (табл. 12) тоже имеются три пары снимков (контрольных снимков в этом случае сделано не было), кото-

ТАБЛИЦА 10

Калий. Соотношения дублетов

Дублет	№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d''	δ_l	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_l \cdot 10^{-24}$	$\frac{\rho_{l\,кр.}}{\rho_{l\,фиол.}}$
Красный	74	3	2.84	84.3	1.70	40.3	79.7
Фиолетовый	73	8	11.89	11.0	2.16	0.506	
Фиолетовый	75	3	1.96	0.47	1.98	0.0161	
Красный	76	4	7.94	8.91	1.99	1.62	101
Фиолетовый	75	7	1.96	0.48	1.95	0.0158	102
Фиолетовый	77	4	3.95	0.63	1.98	0.0532	
Красный	78	5	3.95	25.8	1.88	5.70	107
Фиолетовый	77	8	3.95	0.65	2.05	0.0557	102
Фиолетовый	79	4	3.95	0.92	1.92	0.117	112
Красиый	80	4	1.96	55.7	1.80	13.1	
Фиолетовый	79	8	3.95	0.99	2.22	0.135	97

рые дают для $\frac{\rho_{1\,кр.}}{\rho_{1\,фиол.}}$ в среднем величину 62, приблизительно такую же, как и для рубидия. Не заметно зависимости этого числа от плотности (или температуры), которая изменялась в 8 раз. На пластинках 122 и 125 не измерено отношение $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для красного дублета, так как пластинки, сенсибилизированные за 2 часа до съемки, потеряли свою чувствительность и крюки около линии 8950 почти не видны.

Для отношения второго дублета к третьему, почти как у Rb, получается среднее число 5.8, приблизительно в 10 раз меньшее, чем для отношения первого ко второму. Наконец, для третьего и четвертого дублетов это отношение еще несколько меньше, приблизительно 4. Третий дублет в таблице обозначен как у.-фиолетовый, четвертый — как у.-у.-фиолетовый.

ТАБЛИЦА 11

Рубидий. Соотношения дублетов

Дублет	№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	δ_1	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	$\frac{\rho_1 \text{ кр.}}{\rho_1 \text{ фиол.}}$
Красный	87	4	5.91	24.4	2.06	8.13	62.0
Фиолетовый	86	4	2.84	1.21	2.54	0.131	
Фиолетовый	101	3	1.96	0.52	—	0.0165	66.7
Красный	102	3—7	—	—	2.02	1.10	
Фиолетовый	101	5	1.96	0.52	—	0.0165	66.7
Фиолетовый	103	2	0.88	0.65	—	0.0117	57.7
Красный	104	4	0.88	16.9	1.96	0.675	
Фиолетовый	103	4	0.88	0.68	—	0.0127	53.1
							$\frac{\rho_1 \text{ фиол.}}{\rho_2 \text{ у. фиол.}}$
Фиолетовый	108	1	0.88	3.61	2.73	0.358	5.13
У.-фиолетовый	107	9	3.95	0.55	2.92	0.0699	

В общем картина дисперсии в парах щелочных металлов получается такой, как она намечена у Бивана.[1] При переходе от первых дублетов к дублетам высших порядков число колеблющихся электронов убывает сначала быстро, затем все медленнее и медленнее.

Совершенно очевидно, что в одной молекуле или одном атоме не может быть достаточного числа электронов для всех дублетов, которых Вуд нашел около 50 для Na, а Биван — также очень большое число для остальных щелочных металлов. Этот вывод вытекает уже из тех данных, которые имеются в табл. 10—12. Первому дублету калия соответствует в 100 раз большее число электронов, чем второму. Следовательно, если более интенсивную линию

[1] R. V. Bevan, Proc. Roy. Soc., **84**, p. 209, 1910; **85**, p. 58, 1911.

ТАБЛИЦА 12

Цезий. Соотношения дублетов

Дублет	№ пластинки	№ снимка	Толщина стекла, d'	δ_1	$\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 \cdot 10^{-24}$	$\frac{\rho_1 \text{ кр.}}{\rho_1 \text{ фиол.}}$
Красный	119	3	3.95	15.1	2.05	1.54	60.1
Фиолетовый . . .	118	4	2.84	0.64	3.68	0.0256	
Красный	122	3	3.95	28.0	—	5.21	65.8
Фиолетовый . . .	120	2	1.96	1.35	4.17	0.0792	
Красный	125	3	1.96	61.2	—	12.42	60.5
Фиолетовый . . .	124	10	31.75	0.54	4.30	0.205	
							$\frac{\rho_1 \text{ фиол.}}{\rho_1 \text{ у.-фиол.}}$
Фиолетовый . . .	127	8	7.94	2.16	4.25	0.820	5.58
У.-фиолетовый .	127	6	0.88	1.96	8.18	0.147	
Фиолетовый . . .	128	7	7.94	1.48	4.25	1.55	6.35
У.-фиолетовый .	128	6	0.88	2.54	7.87	0.244	
							$\frac{\rho_1 \text{ у.-фиол.}}{\rho_1 \text{ у.-у.-фиол.}}$
У.-у.-фиолетовый	128	10	0.88	1.08	10.3	0.0626	3.90

второго дублета дают 2 электрона $\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}=2\right)$, то более интенсивную линию первого дублета дают 200 электронов. Всего для 4 линий первого и второго дублетов необходимо 303 электрона, и, конечно, невероятно, что все эти электроны находятся в одной молекуле.

Атом или молекула с небольшим сравнительно числом электронов не могут дать большого числа периодов колебаний, если правильны требования, предъявляемые теорией дисперсии и поглощения, теорией явления Зеемана и вытекающими из них теориями магнитного вращения плоскости поляризации и магнитного двойного лучепреломления. Все

эти теории в основных чертах подтверждаются на опыте, и все они требуют линейных уравнений для колебания электронов. Число периодов колебаний должно равняться числу степеней свобод электронов, оно, следовательно, может быть только втрое больше числа электронов.

Отсюда вытекает следствие, что электроны, соответствующие различным дублетам одного и того же элемента, находятся в различных молекулах. Чем отличаются эти молекулы друг от друга, не известно, но несомненно, что их относительное число должно зависеть от тех условий, при которых находятся пары, т. е. от температуры, плотности, ионизации и т. д. Зависимости от плотности в наших табл. 10—12 не наблюдается, равно как и зависимости от температуры, хотя, впрочем, последняя вряд ли изменялась многим больше чем на 100°. Ввиду этого интересно сравнить наши данные с результатами исследований Бивана,[1] который впервые поставил важную задачу о зависимости отношения величин ρ, соответствующих двум дублетам, от температуры или плотности паров.

Он также измерял кривые дисперсии паров щелочных металлов в прозрачных областях спектра, около линий поглощения, но измерения эти были произведены в условиях, исключающих особенную точность. Его исследования, имея скорее качественный характер, представляют, однако, большой интерес в том смысле, что ему удалось наблюдать дисперсию даже у дублетов высшего порядка, лежащих далеко в ультрафиолетовой части спектра.

Для получения кривых дисперсии Биван применял метод скрещенных призм Кундта, который, в сущности, лежит в основе метода Пуччианти. Но, тогда как в методе Пуччианти роль одной из призм играет интерферометр, а другую может заменить любой спектрограф, который в данной работе имел большую разрешающую силу, — условие, весьма

[1] P. V. Bevan, ibid.

существенное для точности измерений, — Биван применил метод Кундта в чистом виде — так, как его впервые предложил Вуд для исследования аномальной дисперсии в парах Na.

В его экспериментальной установке первая призма образуется из паров щелочных металлов. В эвакуированную трубку положено несколько кусочков металла, которые снизу нагреваются горелкой, сверху же трубка охлаждается слоем мокрого азбеста. Получается неравномерное распределение паров внутри трубки, нечто вроде призмы из паров, которая может дать очень сильную дисперсию вблизи линии поглощения. Обыкновенно при демонстрации явления аномальной дисперсии (второй призмой может служить обыкновенная призма á vision directe) видны длинные ветви кривой дисперсии, вытягивающиеся вверх и вниз около желтых линий Na. У Бивана роль второй призмы играл кварцевый спектрограф небольшой разрешающей силы. Дисперсия была в некоторых опытах так велика, что ее можно было наблюдать и отчасти измерять даже у 6-го двойника рубидия. Всякая призма отклоняет луч на угол, пропорциональный $n-1$, если только отклонение очень мало, т. е. показатель преломления мало отличается от единицы. Поэтому кривую, видимую на экране или в спектрографе, обыкновенно принимают за кривую $n-1$. Измеряя абсциссы и ординаты этой кривой, можно вычислить для ряда дублетов константы формулы Зеллмейера в произвольных единицах и найти таким образом истинное отношение этих констант. Биван сделал ряд таких измерений для Na, K, Rb при различных температурах или плотностях паров, чего было легко достигнуть, изменяя степень нагревания трубки с призмой из паров. Все результаты его работы сведены в табл. 13, причем, по данным Бивана, вычислены величины ρ, чтобы облегчить сравнение с табл. 10—12. В первом столбце табл. 13 дано название исследованного элемента, во втором величина $\rho_1+\rho_2$ для первого дублета в произвольных, но для каждого элемента одинаковых единицах. Эта величина дает возможность судить об изменении

ТАБЛИЦА 13

Соотношения дублетов по данным Бивана

Элемент	$\rho_1 + \rho_2$ (I)	I—II	II—III	III—IV	IV—V	V—VI
1	2	3	4	5	6	7
Na	5.8	80	5.9			
Na	2.2	69	5.7			
Na	0.50	66	—			
K	36	162	8.2			
K	4.6	140	4.8			
K	2.4	104	5.1	3.2		
Rb		103	5.6	2.9	1.1	1.5

плотности паров при различных опытах. Так как для Rb имеется только один ряд измерений, то величина $\rho_1 + \rho_2$ не приведена. Дальнейшие столбцы дают отношение дублетов последующих порядков друг к другу, например в третьем столбце даны отношения $\frac{(\rho_1 + \rho_2)_{\text{кр.}}}{(\rho_1 + \rho_2)_{\text{фиол.}}}$ и т. д. Особенно важны для нас столбцы 3-й и 4-й, остальные имеют значение только для ориентировки в смысле порядка величины отношения. Для Rb столбец 3-й дает число 103. Вычислим то же число из табл. 11. Средняя величина для $\frac{\rho_{1\,\text{кр.}}}{\rho_{1\,\text{фиол.}}}$ равна 61.4. Зная отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для дублетов красного ($=2$) и фиолетового ($=2.5$), легко вычисляем $\frac{(\rho_1 + \rho_2)_{\text{кр.}}}{(\rho_1 + \rho_2)_{\text{фиол.}}} = 66$. Последнее число значительно разнится от числа Бивана, несмотря на то, что отношения второго дублета к третьему очень близки друг к другу по обеим таблицам. Столь большое несоответствие заставляет отнестись к измерениям Бивана с осторожностью, тем более, что его дальнейшие данные как раз касаются важного вопроса о зависимости отношения дублетов от

температуры. В целях определения этой зависимости Биван сделал по 3 серии измерений для Na и K. Как мы видим, при уменьшении плотности в 12 и 15 раз для Na и K отношение первых двух дублетов уменьшается в 1.2 и 1.55 раза. Аналогичное уменьшение чисел четвертого столбца с уменьшением плотности не всегда стоит в соответствии с уменьшением чисел третьего столбца. Можно ли отсюда заключить с несомненностью о зависимости отношений дублетов от температуры, или от плотности? Нам думается, что данные табл. 10—12 этому противоречат. Правда, условия опытов с призмой и с интерферометром очень различны; возможно и то, что Биван работал при гораздо более высоких температурах. Однако изменения плотности паров (и температуры?) в табл. 10—12 были такого же порядка, как и Бивана, а иногда и больше, но они не сопровождались значительным изменением отношения первых двух дублетов. Не представляется невероятным, что у Бивана была систематическая ошибка в наблюдениях, которая более резко сказывалась при более высоких температурах.

Действительно, он принимал, что ордината кривой дисперсии пропорциональна величине $n-1$ в том случае, если отклонение луча в призме из пара не велико. Но ведь призма из пара есть тело совершенно неопределенной формы и совершенно неопределенного строения. Не известно даже, преломляет ли она лучи света вследствие того, что пары действительно имеют призматическую форму, или же отклонение луча происходит вследствие изменения плотности паров в вертикальном направлении. Вероятно, обе причины действуют совместно. Если луч света испытывает хотя и небольшое, но заметное отклонение внутри призмы, то он может попасть в другое место призмы, где градиент плотности уже иной (или угол призмы иной).

И это особенно скажется при аномальной дисперсии, где один луч отклоняется вниз, в области большей плотности пара, другой направляется как раз обратно. В таком случае

ординаты кривой не пропорциональны $n-1$, а представляют сложную функцию от этой величины, разную для различных лучей. Отсюда ясна возможность систематической ошибки при изменении температуры, так как ее повышение сопровождается увеличением отклонения луча. Может быть не случайным является совпадение числа 104 для паров K наименьшей плотности (табл. 13), с числами табл. 10.

Во всяком случае вопрос слишком важен, чтобы можно было его решить на основании имеющихся данных, а наши измерения ставят выводы Бивана под сомнение.

6. Возвращаясь к отношениям $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для двух линий каждого дублета, сопоставим все до сих пор полученные числа. Наши измерения собраны в табл. 14. Они не оставляют никаких сомнений относительно двух первых дублетов всех металлов и, вероятно, относительно третьего дублета рубидия. Для цезия результаты получились сомнительные относительно третьего и четвертого дублетов. В третьем возможны целые числа 7 и 8, в четвертом 8, 9, 10.

Что касается данных других исследователей, — мы имеем основание принять все величины, согласные с нашими, и отвергнуть все несогласные. Действительно, измерения Фюхтбауера и Шелля (стр. 169) над поглощением паров Na были сделаны очень тщательно и дали величину 2.03 для первого дублета натрия. Далее, прекрасные измерения Гуи над лучеиспусканием паров Na тоже для первого дублета Na дали числа 1.9 и 2.0 (стр. 172). Это и все, что можно извлечь из работ других исследователей. Фюхтбауер и Гофман (стр. 169), повидимому, вовсе не настаивают на числе 3 для второго дублета цезия.

К числу 3 привели и измерения Гуи над вторым дублетом рубидия (стр. 172), но это число не могло быть точно определено, ввиду краткости сделанной серии наблюдений. Далее, Вуд (стр. 182) сам не претендует на точность числа 1.85 для первого дублета натрия, полученного из вращения плоскости

ТАБЛИЦА 14

Элемент	I	II	III	IV
Na	1.98			
K	1.98	2.05		
Rb	2.01	2.57	2.9	
Cs	2.05	4.07	7.4	9.1 ?

поляризации в магнитном поле. Его наблюдения (стр. 175) над лучеиспусканием паров натрия в пламени горелки тоже нельзя назвать точным измерением. Опыты Гейгера (стр. 183) совсем не точны, и это очень жаль, так как он дает для неисследованного еще второго дублета натрия число 2.4, которое во всяком случае не противоречит предположению, что истинное число равно 2. Наконец, измерения Ганзена сделаны при слишком сложных условиях (вращение плоскости поляризации и двойное лучепреломление в магнитном поле между линиями разложения). В них есть какой-то систематический дефект, который не удается обнаружить. Остается еще рассмотреть данные Бивана, которых, впрочем, немного. Он предполагает, что у рубидия все отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ для всех дублетов одинаковы, и потому измеряет их только у второго дублета. Первый дублет, как лежащий в инфракрасной части, ему не доступен, у третьего дублета слишком мала разность длин волн обеих линий. Отдельных измерений для второго дублета не дано, а приведено число 3, которое, конечно, неправильно. Это случайное совпадение трех (неправильных) чисел 3, двух для второго дублета рубидия (Гуи и Биван) и одного для второго дублета цезия, которое получили Фюхтбауер и Гофман, привело этих последних к заключению, что существует очень простой закон целых чисел для главной серии спектров щелочных металлов, именно: отношение

$\frac{\rho_1}{\rho_2}$ равно 2 для первых дублетов всех щелочных металлов и растет на единицу для всякого следующего дублета. Но, как видно из табл. 14, этот закон на самом деле гораздо сложнее [12].

Угадать точно этот закон пока не удается, так как точных чисел слишком мало. И тем не менее в числах таблицы улавливается некоторая система. В самом деле, для всех первых дублетов $\frac{\rho_1}{\rho_2}=2$. Здесь мы еще не имеем данных относительно лития, который, может быть, является наиболее интересным из всех щелочных металлов, как металл с очень небольшим числом электронов. Ведь если число электронов равно номеру элемента в периодической системе, то в атоме лития находится всего 3 электрона. Но как уже было упомянуто (стр. 185), Li представляет очень трудный объект для исследования, ввиду того, что разность длин волн первого дублета равна всего 0.15 Å. И только некоторые качественные указания относительно величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ можно извлечь из следующих, довольно странных наблюдений Зеемана (l. c.). При малых плотностях поглощающего пара лития более интенсивной линией является, как и во всех дублетах главной серии, линия более короткой длины волны; при бо́льших плотностях (но, очевидно, не очень больших, так как обе линии видны раздельно) порядок меняется, и линия короткой длины волны кажется менее интенсивной. Кент,[1] исследовавший спектр лучеиспускания лития в гейслеровых трубках и в дуге, полученной в вакууме, отмечает только, что, согласно обычному закону, линия короткой длины волны более интенсивна. И как будет видно далее, есть основание думать, что $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ и для лития равно 2 в первом дублете. Наблюдения Зеемана, вероятно, осложнены каким-нибудь добавочным

---

[1] N. A. Kent, Phys. Ztschr., **15**, p. 383, 1914.

эффектом. Он далее упоминает, что вблизи первого дублета при большей плотности паров появляются еще линии поглощения, вероятно, соответствующие линейчато-полосатому спектру поглощения Na, исследованному Вудом.

Переходя к дублетам высших порядков, мы видим из табл. 14, что $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ возрастает тем быстрее, чем больше атомный вес элемента. Для калия второй дублет дает все еще 2, для рубидия уже 2.5, а для Cs даже 4. Отсюда можно ожидать, что и для Na второй дублет 3302—3303 даст также 2. Относительно числа 2.5 для второго дублета рубидия можно сделать оговорку, которая может иметь значение в дальнейших исследованиях. Из всех чисел, полученных с достоверностью, это единственное не целое число. Проще всего предположить, что оно равно отношению двух небольших целых чисел $\frac{5}{2}$, но нужно заметить, что также довольно простое отношение $\frac{8}{3}=2.667$ лежит недалеко от измеренной величины, и выбор между этими простыми отношениями нельзя сделать с безусловной уверенностью; действительно, $\frac{5}{2}-2.575=-0.075$, а $\frac{8}{3}-2.575=+0.092$. Если ограничиться отношениями целых чисел в пределах первого десятка, то для других величин $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ не возникает сомнения. Ближайшие к 2 отношения $\frac{9}{5}=1.80$ и $\frac{9}{4}=2.25$ лежат вне пределов точности измерений. При том же ограничении выбор числа 3 для третьего дублета рубидия является почти несомненным. Если оставаться в пределах трех измеренных величин 2.60, 3.18, 2.92, то колебание может быть только между отношениями $\frac{8}{3}=2.66$ и $\frac{3}{1}=3$. У цезия, вероятно, мы имеем дело с целыми числами $^7/_1$ или $^8/_1$ для третьего дублета и от $^8/_1$ до $^{10}/_1$ для четвертого.

Обратим внимание на то, что линии 3612 четвертого дублета цезия соответствует большее число электронов,

чем линии 3389 третьего дублета. Действительно, из табл. 14 $\frac{\rho_1 3877}{\rho_2 3889} = 7.4$, а из табл. 12 $\frac{\rho_1 3877}{\rho_2 3612} = 3.9$, отсюда $\frac{\rho_1 3612}{\rho_2 3889} =$ почти 2.

Найденные простые отношения должны, очевидно, соответствовать какой-то очень простой черте в строении атомов или молекул. Но в чем заключается эта простота, при современных знаниях об атомах еще решить невозможно. Выше мы все время считали отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ равными отношениям чисел колеблющихся электронов, соответствующих той и другой линии дублета. Однако вполне возможна и другая точка зрения, что $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ представляет собой отношение не чисел электронов, а чисел степеней свободы электронов.

Каждый электрон атома имеет три степени свободы, и, следовательно, оставаясь на почве линейных уравнений колебаний, можно приписать ему три периода колебаний. Таким образом, можно было бы предположить, что дублету 1-го порядка соответствует всего один электрон: две его степени свободы дают более интенсивную линию дублета, одна — менее интенсивную.

Но явление разложения спектральных линий в магнитном поле дает нам некоторый (единственный) критерий числа степеней свободы. Если уравнения колебаний электронов остаются линейными также в магнитном поле, то число составляющих каждой линии дает нам наименьшее число степеней свободы — наименьшее, потому что периоды колебаний для нескольких степеней могут совпадать. Дублеты главной серии разлагаются в магнитном поле по известному типу, многократно исследованному на желтых линиях D_1 и D_2 Na. Линия D_1 дает четыре составляющих, линия D_2 — шесть (мы имеем в виду наблюдение явления Зеемана $\perp$ к линиям сил магнитного поля).

Рассматривая каждую линию совершенно отдельно, мы должны приписать по крайней мере 2 электрона линии D_1 и 4 электрона линии D_2. Последнее необходимо ввиду того, что

$\frac{\rho_1}{\rho_2}=2$. Но мы можем представить себе несколько связанных электронов, у которых одна часть степеней свобод соответствует одной линии, другая — другой. В таком случае наименьшее число электронов равно четырем, и из 12 степеней свободы мы можем 8 отнести к линии D_2 и 4 — к линии D_1.

Рассмотрим положение этого вопроса подробнее.

Теория Лоренца успешно объясняет только простейший случай разложения спектральных линий в магнитном поле — нормальный триплет Зеемана. Этот тип разложения соответствует колебанию одного электрона в изотропном квази-эластическом поле. Для более сложных типов разложения необходимо принять, что квази-эластическое поле не изотропно и что колебания совершаются несколькими электронами, взаимно отталкивающимися или вообще связанными какими бы то ни было (линейными) силами взаимодействия.

Здесь возможны две точки зрения.

Развивая свою теорию дальше в естественном направлении, Лоренц[1] предположил, что силы взаимодействия между электронами не изменяются при создании магнитного поля. Таким образом, он приходит к очень конкретным моделям атомов и получает возможность истолковывать ненормальные типы разложения. Но нужно сказать, что ни один действительно существующий тип разложения не получил детального объяснения. Поэтому в своей книге Лоренц относится довольно пессимистически к результатам своей теории.[2] Действительно, недавно Шварцшильду[3] удалось доказать, что по теории Лоренца разность длин волн крайних составляющих разложенной в магнитном поле линии ни в каком случае не может быть больше, чем у нормального триплета. На самом деле почти всегда наблюдается обратное. Кроме

---

[1] H. A. Lorentz. Theory of electrons, pp. 109—131, Leipzig, Teubner, 1909.

[2] H. A. Lorentz, l. c., p. 130.

[3] K. Schwarzschild, Verh. d. D. Phys. Ges., **16**, p. 24,. 1914.

того, мы имеем теперь и экспериментальное доказательство неправильности теории Лоренца, которая привлекала своей законченностью и особенно конкретностью.

Если различные электроны связаны в своих колебаниях вне магнитного поля, то, приводя в движение один электрон, можно заставить вибрировать и лучеиспускать другой. Всегда казалось столь естественным думать, что электроны, дающие линии D_1 и D_2 первого дублета Na, связаны в своих колебаниях. Это заставляет предполагать близость линий в спектре и ненормальность типа разложения в магнитном поле. Но недавно Вуд и Дюнуайе[1] доказали обратное. Выделив из спектра пламени горелки линию D_2, они освещали пары Na светом одной только этой линии. Спектр флюоресценции паров Na состоял тоже только из одной линии D_2, не было и признака линии D_1. Эти опыты кажутся вполне убедительными, и если они подтвердятся в будущих более детальных опытах, что, повидимому, кажется несомненным, то вопрос о связи между колеблющимися электронами, по крайней мере в некоторых частных случаях, можно считать решенным в отрицательном смысле. С этой точки зрения наши отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ дают отношения чисел электронов, а не только чисел степеней свободы, чем и оправдываются соображения, приведенные выше (стр. 165), при анализе работ Фюхтбауера и Гофмана. Но здесь возникают некоторые затруднения, как мы увидим дальше.

Другая точка зрения на связи между электронами появилась впервые в феноменологической теории оптических явлений Фогта.[2] Магнитное поле изменяет связи электронов; возможно даже, что последние только и возникают под действием магнитного поля. Эта точка зрения подтверждается экспериментальными фактами. Мы имеем в виду замечатель-

---

[1] R. Wood a. L. Dunoyer, Phil. Mag., **27**, p. 1018, 1914.

[2] См. напр.: W. Voigt. Magneto- und Electrooptik, гл. IV, p. 186. Leipzig, Teubner, 1908, и ряд статей в „Ann. d. Phys." от 1909 до 1914 г.

ное наблюдение Пашена и Бака.[1] Очень узкий триплет кислорода — второй член главной серии — в слабых магнитных полях разлагается так, как это следует по закону Престона для всех триплетов главной и второй побочной серий. Первая линия триплета разлагается на 3, вторая на 6 и третья на 9 слагающих. По мере усиления поля наступает ряд аномалий, которые неожиданным образом разрешаются чрезвычайно просто: в очень сильном поле получается один нормальный триплет.

Несомненно, вопрос о связи, появляющейся или изменяющейся в магнитном поле, возник бы сам собой на основании этих опытов, даже если бы он не был раньше поднят Фогтом. Явление, подмеченное Пашеном и Баком, не стоит одиноко. Те же исследователи наблюдали его и в других случаях, в очень узких дублетах, и наряду с ними ряд таких же наблюдений сделали Фортрат,[2] Вали-Мохамед,[3] Кент (l. c.). Совершенно аналогичные аномалии, завершающиеся в сильных полях нормальным триплетом, констатированы на втором и третьем дублетах главной серии Na и на всех узких дублетах лития. Если дублет настолько узок, что линии его нельзя разрешить, то даже в слабых полях получается сразу нормальный триплет.

Итак, это явление заставляет с несомненностью предположить существование (и изменение) связей между электронами в магнитном поле, а опыты Вуда и Дюнуайе убеждают, что вне магнитного поля связей этих нет. Следовательно, связь возникает именно в тот момент, когда появляется внешнее магнитное поле. В таком случае опыты Вуда и Дюнуайе, повторенные хотя бы в слабом магнитном поле в 200—300 гаусс, должны были бы дать совершенно иной, прямо противоположный результат. Достаточно было бы поднести

---

[1] F. Paschen u. E. Back, Ann. d. Phys., **39**, p. 897, 1912; **40**, p. 96, 1913.

[2] Fortrat, C. R., **156**, p. 1459, 1607; **157**, p. 636, 1913.

[3] Wali-Mochamed, Ann. d. Phys., **39**, p. 225, 1912.

обыкновенный магнит к флюоресцирующим парам Na, и в спектре появилась бы линия D_1. Как ни странно звучит этот вывод, пока мы должны оставаться на почве фактов и считать, что отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ дают нам отношения чисел электронов.

Существуют ли связи между электронами вне магнитного поля, или они возникают в момент его появления, во всяком случае, наблюдая в спектроскопе разложенную спектральную линию, мы можем утверждать, что колебания электронов этой линии связаны с колебаниями каких-то других электронов, если, конечно, разложение не представляет собой нормального триплета.

В линиях дублетов главной серии и второй побочной серии, для всех дублетов и для всех элементов наблюдается один и тот же тип разложения, согласно закону Престона, который в этом случае не знает исключений. Закон этот гласит, что принадлежность линии к определенной серии определяет тип ее разложения, и часто этот именно признак заставляет причислить вновь открытую линию к той или иной серии. При этом необходимо различать серии триплетов, дублетов и одиночных линий. Последние дают обыкновенно нормальный магнитный триплет. Выше было указано на примере триплета кислорода, исследованного Пашеном и Баком, что главная и вторая побочная серии триплетов разлагаются в магнитном поле по довольно сложному типу: все три линии триплета дают вместе 18 линий. Главная и вторая побочная серии дублетов дают промежуточный по степени сложности тип разложения; для других серий типы разложения иные.

Как известно, главная и вторая побочная серии тесно связаны между собой эмпирическими спектральными формулами. Выше на стр. 200 уже приведена одна из формул для дублетов главной серии. Для дублетов второй побочной она имеет следующий вид:

$$\nu = \frac{R}{(2+p_1)^2} - \frac{R}{(m+s)^2}\,.$$

Подставляя числа 1.5, 2.5, 3.5,... вместо m, мы переходим к дублетам высших порядков. Постоянные s, p_1 имеют то же численное значение, как и для главной серии того же элемента. Из сопоставления этой формулы с формулой стр. 200 видно, что первые дублеты ($m=2$ для главной серии и $m=1.5$ для второй побочной, знак величины ν не имеет значения) обеих серий совпадают. Следовательно, по закону Престона магнитное разложение всех членов той и другой серии должно быть одинаково. Во всех следующих дублетах второй побочной серии линия большей длины волны соответствует линии меньшей длины волны дублета главной серии. Действительно, как известно, в главной серии более интенсивна линия меньшей длины волны, а во второй побочной серии для дублетов порядка выше $m=1.5$ интенсивнее линия большей длины волны. Аналогичные линии все без исключения одинаково разлагаются в магнитном поле, и как общий тип разложения для всех дублетов обеих серий и для всех элементов, обладающих сериями дублетов, можно принять разложение линий D_1 и D_2 Na.

В нашем исследовании с полной несомненностью установлен тот факт, что относительное число электронов, соответствующих двум линиям дублетов, не одинаково для различных дублетов. Согласно всему вышеизложенному, колебания электронов двух линий каждого дублета связаны между собой, по крайней мере в магнитном поле. Представляется в высшей степени странным, что изменение колебаний связанных электронов в магнитном поле не зависит от относительного числа этих электронов. Так, число 2 играет для дублета $D_1 D_2$ натрия большую роль в феноменологической теории Фогта, которая, путем удачного подбора различных констант, числа электронов, связей между ними и изменения связей при изменении магнитного поля, объясняет все типы разложения линий, даже и явление Пашена и Бака. Вряд ли теория эта настолько эластична, чтобы, заменив число 2 числом 2.5, как для второго дублета Rb, или числом 4, как для второго

дублета Cs, наконец, числами 8 и 10, как для следующих дублетов Cs, можно было получить те же самые результаты, те же типы разложения.

Как уже было сказано выше, закон Престона пока не терпит исключений, но, просматривая литературу явления Зеемана, мы наталкиваемся на странный факт: до сих пор в магнитном поле не был исследован ни один дублет, для которого можно было бы ожидать, что $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ не равно 2.

Действительно, не исследована ни одна линия Rb или Cs, что для наших целей было бы особенно важно. У K и Na вторые дублеты различаются по типу $D_1 D_2$, но и для Na вполне можно ожидать, что $\frac{\rho_1}{\rho_2}=2$, судя по характеру изменения этой величины с порядком дублета у различных щелочных металлов. Третий дублет Na настолько узок,[1] что не поддается разрешению, и даже в слабом поле он дает, как и следовало ожидать, нормальный триплет.

Для всех остальных исследованных в магнитном поле дублетов мы не имеем до сих пор никаких указаний относительно величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$. Но можно убедиться, что наше предположение о зависимости типа разложения дублета от величины $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ не встречает резких противоречий. Многие исследователи, измеряя длины волн, отмечают в произвольной шкале интенсивность их линий. Эти отметки хотя и представляют известное удобство при пользовании таблицами, но по существу дела являются чрезвычайно грубыми и подчас противоречивыми. Однако во всяком случае разница между очень интенсивной и очень слабой линией здесь не ускользнет. Просматривая списки линий по таблицам Кайзера,[2] можно видеть, что для всех исследованных дублетов (около два-

---

[1] F. Paschen u. E. Back, l. c., Anhang von E. Back.

[2] H. Kayser, Handb. d. Spectr., V, 1910; VI, 1912.

дцати) нет большой разницы в интенсивности их линий. Таким образом, по крайней мере, нет противоречия нашему предположению, которое ведет ближайшим образом к предсказанию, что тип разложения дублетов Rb и Cs, порядка выше 1-го, должен отличаться от типа $D_1 D_2$. Это предсказание может быть проверено, хотя не без затруднений. Такая проверка должна явиться предметом ближайшего неотложного исследования, так как с нашим предположением, если оно оправдается, связан ряд важных выводов.

Если величина $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ связана с типом разложения линий дублета в магнитном поле, то и обратно, из типа разложения можно заключать о величине $\frac{\rho_1}{\rho_2}$. Так как тип $D_1 D_2$ соответствует числу $\frac{\rho_1}{\rho_2}=2$, то, стало быть, для всех исследованных до сих пор дублетов главной и второй побочной серии отношение чисел электронов, соответствующих двум линиям дублетов, было бы равно 2. Это не должно нас особенно поражать, так как исследованы главным образом дублеты первого порядка (Cu, Ag, Mg, Ca, Sr, Ba, Al, Tl). Таким образом, без всякой работы будет получен новый ряд точных числовых данных. Кроме того, несомненно упростится вопрос об определении $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, потому что наблюдать тип разложения линии в магнитном поле гораздо легче, чем измерить аномальную дисперсию. К тому же только небольшое число линий лучеиспускания появляется также в спектре поглощения при обычных условиях. Повидимому, только при температурах в 2000—3000°[1] начинается лучеиспускание и поглощение линий второй побочной серии.

Далее, закон Престона применим и к другим типам разложения, к другим сериям; следовательно, исходя из нашего

---

[1] В печи Кинга: King, Astroph. J., **21**, p. 236, 1905; **27**, p. 353; **28**, p. 389, 1908; **29**, p. 63, 381, 1909.

предположения, для каждого из дублетов или триплетов одной серии отношение величин ρ, соответствующих отдельным линиям, было бы одинаково, и это представляло бы очень общий и интересный факт. Наконец, много новых соображений должно возбудить сопоставление чисел $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ и ожидаемых новых типов разложения у Rb и Cs.

Применяя сказанное выше к литию, мы должны ожидать для первого дублета, который до недавнего времени наблюдался как одиночная линия 6708, отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2} = 2$,[1] так как Кент (l. c.) нашел у него в слабых полях разложение по типу $D_1 D_2$. Если действительно вне магнитного поля нет связи между электронами двух линий дублета, то в атоме лития должны заключаться 6 электронов. Число это стоит в явном противоречии с воззрениями Рутерфорда, с формулами Мозеле. Противоречие это несколько смягчилось бы, если бы, несмотря на опыты Вуда и Дюнуайе, можно было принять, что существует связь между электронами и вне магнитного поля. Тогда можно было бы ограничиться четырьмя электронами. Отсюда видно, как существенно измерить не только отношение чисел, но и абсолютное число электронов в атоме, соответствующих первому дублету; как важно, следовательно, продолжить ряд работ, предпринятых Фюхтбауером и давших уже столько ценных результатов в его сотрудничестве с Гофманом и Шеллем. Для цезия число электронов в 1.2 раза больше числа молекул, если перевычислить данные этих исследователей с нашими более точными величинами отношений ρ. Но, к сожалению, число это пока мало что говорит, так как плотность паров еще слишком плохо измерена. Несомненно, что путем анализа дисперсии гораздо легче можно будет добиться точных результатов.

---

[1] Вопреки непроверенному еще замечанию Зеемана, см. стр. 247.

Но нужно помнить, что все изложенные здесь соображения основаны на свойствах линейных уравнений для колебаний электронов. Что останется от них, когда придется отказаться от линейных уравнений, трудно сказать. Вряд ли могут радикально измениться основные черты теории оптических явлений, подтверждаемые опытом. Весьма возможно, что и наши соображения и подсчеты сохранят некоторое значение. Во всяком случае, необходимо исчерпать до конца простые теории, прежде чем переходить к более сложным, еще неизведанным, к которым не вынуждают нас неотразимые результаты опытов.

Вопрос о линейных уравнениях стоит на очереди уже давно, с тех пор как выяснилась поражающая сложность спектров некоторых элементов. Но до сих пор нельзя было сказать с несомненностью, что необходимо бросить путь линейных уравнений. Ибо, что представляется более неестественным или более сложным для понимания: громадное ли число разновидностей молекул, отличающихся друг от друга неизвестными нам признаками, или же один атом, в котором небольшое число электронов дает громадное число периодов колебаний? Одна часть итогов наших исследований — независимость отношений двух дублетов от температуры и плотности, — повидимому, намекнет на необходимость отказаться от линейных уравнений, но вопрос этот только еще затронут с экспериментальной стороны, и противоречие его с опытами Бивана не дает пока возможности высказаться определенно.

Резюмируем результаты нашего исследования, исходившего в основе своей от выводов прежней работы. Главной целью его было определение соотношений между линиями дублетов главной спектральной серии щелочных металлов. Путем анализа дисперсии паров этих металлов вблизи линий поглощения возможно установить отношения констант формулы Зеллмейера для двух линий каждого дублета, и современная электронная теория дисперсии и поглощения требует, чтобы

эти отношения представляли из себя отношения чисел колеблющихся электронов, соответствующих той и другой линии. Подобные отношения найдены были с точностью для некоторых (шести) дублетов калия, рубидия и цезия; для остальных (трех) пришлось ограничиться более или менее грубыми приближениями. Точные отношения оказались везде отношениями небольших целых чисел. Теория сложного явления Зеемана заставляет предполагать связь между этими простыми отношениями и типом разложения линий дублетов в магнитном поле; представляется возможным предсказать, вопреки закону Престона, что у дублетов высшего порядка Rb, Cs должен быть иной тип разложения, чем у большинства дублетов главной и второй побочной серий. Ряд важных выводов последует в том случае, если это предположение оправдается.

Параллельно с этим определены были отношения чисел электронов, соответствующих линиям различных дублетов щелочных металлов, причем выяснилась независимость этих отношений от температуры и плотности паров, которые изменялись, впрочем, не в очень широких пределах. Поэтому пока нам не представляется еще возможным настаивать с определенностью на этом положении, которое ведет к невозможности линейных уравнений колебаний электронов внутри атома. К тому же эти результаты исследований противоречат данным Бивана, которые, однако, могут быть подвергнуты сомнению.

Попутно подтверждены были прежние результаты о небольших отступлениях от формулы Зеллмейера. Такого же типа отступления найдены были и при наблюдении кривой дисперсии паров натрия внутри линий поглощения D_1 и D_2.

Заканчивая этот труд, выполненный в Физическом институте Петроградского университета, я с чувством искренней благодарности вспоминаю его покойного руководителя

проф. И. И. Боргмана, который встречал с таким горячим сочувствием всякое научное начинание в стенах Института и всеми его средствами приходил на помощь работе. То же ценное и внимательное содействие и поддержку я встречал на всем пути своей работы у проф. О. Д. Хвольсона, заменившего покойного в заведывании Институтом. К нему я обращаюсь с выражением глубокой моей признательности.

Петроград, Университет,
Физический институт.
Март, 1915 г.

ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ [4]



1. При первых же работах по аномальной дисперсии[1] выяснилось, что интерферометр Жамена обычного типа не является достаточно удобным для многих целей, хотя основные черты его конструкции заставляют предпочесть его интерферометру Майкельсона. Действительно, тот факт, что каждое из зеркал интерферометра Жамена представляет сплошную плоскопараллельную пластинку из стекла, ограничивает его применение в смысле недостаточного разделения параллельных интерферирующих пучков. Расстояние между ними при падении света на пластинку, как обычно, под углом 45° равно приблизительно $^3/_4$ толщины пластинки. Если по условиям опыта нужно осуществить разделение пучков в 4 см, то зеркала должны быть толщиною в 5 см. Подобные блоки стекла $5\times4\times10$ см^3 были однажды осуществлены, но их изготовление было затруднительно и к тому же они оказались очень неудобными для работы. Оптик, полирующий плоскопараллельные пластинки в 5 см толщины, практически уже не может пользоваться для проверки плоскопараллельности интерференционным методом, так как разность хода между лучами, отраженными передней и задней поверхностями, равна 15 см и, следовательно, слишком велика, чтобы можно было с удобством наблюдать интерференционные кольца. Поэтому приходится ограничиться в ка-

[1] Д. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах натрия СПб., 1912, стр. 29 [2].

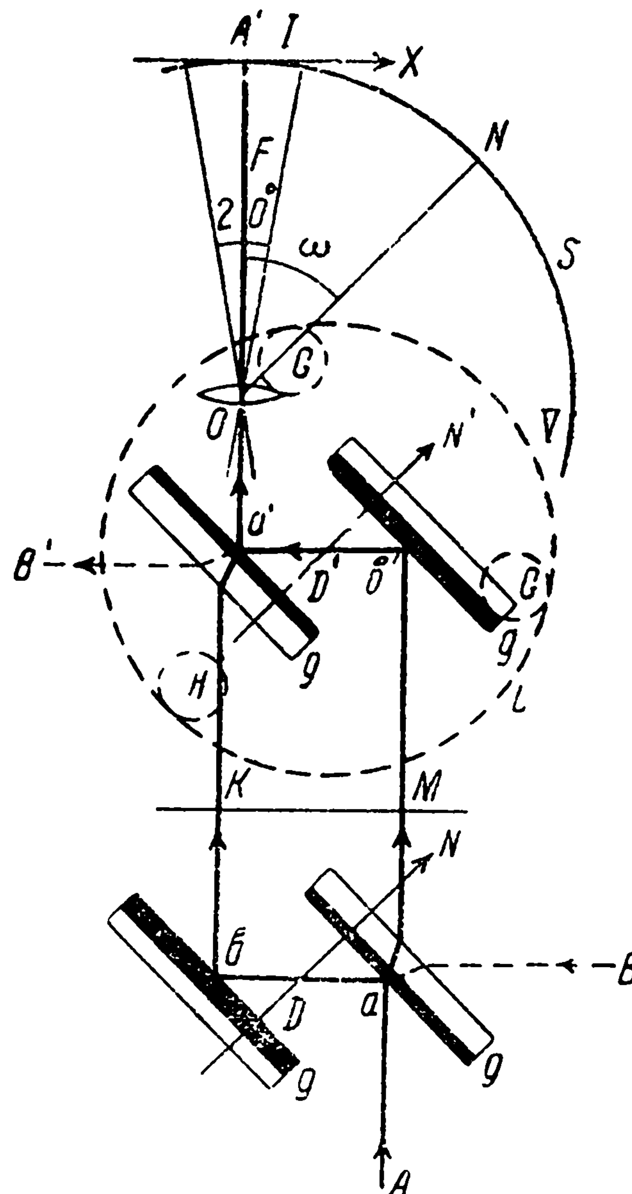
честве критерия параллельности поверхностей аутоколлимацией, что дает уже гораздо худшие результаты. Далее, при такой толщине затруднительно бывает получить стекло достаточной однородности. Но самым важным недостатком, как указано в цитированной статье, является медленное прогревание толстого стекла при освещении его интенсивным пучком света.

Опыты почти всегда ведутся при возможно интенсивном освещении для сокращения выдержки. Лучи от вольтовой дуги, собранные линзой на стекло, всегда заметно прогревают его, даже если они пропущены через воду. Предельное нагревание при большой теплоемкости и плохой теплопроводности толстой пластинки получается только через несколько часов, и практика показывает, что интерференционные полосы часами медленно ползут в поле зрения. С другой стороны, интерферометр Майкельсона, в котором всех этих удобств не имеется, в свою очередь представляет те неудобства, что пучки света в нем непараллельны и зеркала удалены друг от друга. Поэтому весь интерферометр целиком сильно подвержен термическим воздействиям, и устойчивости полос можно добиться лишь при заключении его в термостат.

Поэтому был выработан новый тип интерферометра который соединяет достоинства интерферометров Жамена и Майкельсона. Именно, в сущности это прежний интерферометр Жамена, в каждом зеркале которого передняя поверхность отделена от задней. Иначе говоря, каждая пластинка заменена парой пластинок (фиг. 1). Из них одна посеребрена полупрозрачным слоем (тонкий штрих, фиг. 1,a, a'), а другая сплошным (толстый штрих, b, b'). Каждая из пар закреплена на одной стойке, имеющей все регулировочные движения, которыми обычно снабжают каждое зеркало интерферометра Жамена. Полупрозрачное зеркало может быть сколько угодно далеко отодвинуто от сплошного зеркала, и таким образом пучки могут быть произвольно раздвинуты.

Далее, свет проходит только через тонкое стекло *a*, и поэтому нагревание его не вносит никаких затруднений. Таким образом, устраняются все указанные недостатки.

С интерферометрами этого типа были проделаны все работы по аномальной дисперсии в Государственном Оптическом институте (ГОИ). В некоторых случаях применение описанного типа не только представляет значительные удобства, но просто оказывается неизбежным, именно в том случае, когда материала для толстых зеркал найти невозможно. Такой случай встретился на практике в работах, предпринятых в ультрафиолетовой области. Здесь флюорит является гораздо более выгодным, чем кварц, во-первых, вследствие своей изотропности, а во-вторых, вследствие большей прозрачности в далеких ультрафиолетовых лучах. Между тем, флюорит в толстых пластинах достать невозможно. Поэтому ультрафиолетовая область стала доступной для работ только после того, как были применены интерферометры нового типа. На них сделаны все работы в ГОИ с анализом аномальной дисперсии в многочисленных сериях, кончающихся в далекой ультрафиолетовой области. На них же были выполнены и работы школы Ладенбурга,[1] которому были посланы чертежи интерферометров ГОИ [3].



Фиг. 1.

---

[1] R. Ladenburg u. G. Wolfson, Ztschr. f. Phys., 79, p. 48, 1932.

Однако при изготовлении подобных интерферометров встают новые трудности, которые отсутствуют для обычного интерферометра Жамена. В последнем оба зеркала должны состоять из плоскопараллельных пластинок строго одинаковой толщины, что достигается изготовлением одной большой, всюду плоской и параллельной пластинки, которую затем режут на две части. Правда, в лабораторных жаменовских интерферометрах, особенно старинного происхождения, зачастую зеркала не вполне плоски, не безупречно параллельны и тем самым оказываются не вполне одинаковыми по толщине, так что с ними работать с большим удобством нельзя. Но, несомненно, изготовление пластинок, плоских и параллельных до $^1/_{20}$ длины волны, не представляет трудности для опытного оптика, и тем самым оптик-мастер снимает с оптика-экспериментатора всю заботу об очень деликатных регулировках, которые в нашем типе падают на последнего целиком. Стойка для пары пластинок a и b, кроме обычных установочных винтов должна иметь, во-первых, приспособление для строгой параллелизации поверхностей a и b, и, во-вторых, приспособление для установки расстояния между a и b равным расстоянию между a' и b'.

Первый интерферометр этого типа описан в выше цитированной работе. Он имел три винта у сплошного зеркала для параллелизма, тогда как полупрозрачное зеркало a передвигалось вдоль салазок по направлению ab. Критерий параллельности a и b получался аутоколлимацией. Критерий равенства ab и $a'b'$ давался расположением полос после прохождения света через обе пары интерферометра. Последняя установка осуществляется очень медленно, путем очень сложным. Она нигде до сих пор описана не была и хранится лишь в словесных традициях ГОИ. А между тем ее приходится повторять довольно часто, так как параллелизм, достигнутый подвинчиванием трех винтов, расстраивается через немного недель вследствие температурных влияний

и упругих последействий, хотя в течение этих недель интерферометр работает безукоризненно.

Поэтому в Государственном Оптическом институте был сконструирован новый интерферометр того же типа с раздвинутыми парами пластинок, но с твердым расстоянием ab. Один из интерферометров этого типа описан А. Н. Филипповым.[1] В нем плоскопараллельные пластинки a и b прижимаются легкими пружинами, каждая к трем малым выступам со сферически закругленными концами. Параллелизм достигается подполировыванием выступов при контроле аутоколлимацией (или обычным методом интерференционных полос). Равенство $ab = a'b'$ также достигается подполировыванием всех трех выступов одной из пластинок какой-нибудь стойки одновременно, причем критерием служит, как и выше, вид всей интерференционной картины.

Таким образом, винты, регулирующие параллелизм и равенство толщин, совсем устранены и подвинчивание винтов заменено подполировыванием выступов. Несомненно, что подполировывание идет гораздо медленнее, но зато раз сделанная регулировка сохраняется навсегда, если только каркас стойки, который несет шесть выступов пластинок a и b, сделан достаточно крепким и неизменяемым. Механик, изготовляя каркас стойки, уже устанавливает параллельность плоскостей, проходящих через три точки выступов и равенство расстояний с точностью до $^1/_{100}$ мм. На долю экспериментатора ложится задача уточнить конструкцию до нужных пределов.

В первом интерферометре этого типа были приняты чрезвычайные меры для достижения неизменности. Так как последняя должна быть интерферометрической, т. е. скрепы отдельных частей стоек не должны длительно деформироваться на доли микрона, то свинчивание частей было совсем

[1] А. Н. Филиппов, Труды Гос. Оптич. инст., **8**, вып. 85, стр. 101, 1932. — A. Filippov, Ztschr. f. Phys., **69**, p. 526, 1931.

устранено, и каждая стойка, включая и малые выступы, была выфрезерована из цельного куска никелевой стали. Окончательную подгонку сделал А. Н. Филиппов (см. выше), и результат получился ожидаемый. Именно, интерферометр оказался столь же неизменяемым во времени, как и обычный интерферометр Жамена. При этом флюоритовые пластинки, которые попарно определяли в каждой стойке одно зеркало Жамена, можно было вынимать и вновь вкладывать на место, не изменяя регулировки.

Далее, построены были и другие интерферометры из свинченных частей, более удобные для изготовления. Описанный тип интерферометра, созданный для цикла работ по аномальной дисперсии, повидимому, утвердился и в ГОИ и за границей. Поэтому представляется интересным установить точные и ясные критерии для регулировки интерферометра, что и является главной целью настоящей статьи.

Эти критерии должна дать теория интерферометра Жамена с зеркалами равной и неравной толщины. Ввиду того, что часто лабораторные интерферометры, вследствие несовершенства их плоскопараллельных зеркал, давали картину интерференционных полос зеркал неравной толщины, теория интерферометра Жамена несколько раз трактовалась и для этого случая. Однако все исследования[1] весьма простой теории не пригодны для нашей цели, так как нигде не опи-

---

[1] Mascart, Ann. chim. et phys. (4) **23**, pp. 116—156, 1871.— O. Lummer, Wied. Ann., **23**, p. 49, 1884; **24**, pp. 417—430, 1885.—Ed. Ketteler. Beobachtungen über die Farbenzerstreuung der Gase. Bonn, 1865. — Д. К. Бобылев, ЖРФХО, **6**, стр. 75—82, 1874.—L. Zehnder, Wied. Ann., **34**, pp. 91—121, 1888.—E. Blasius, Wied. Ann., **45**, pp. 316—352, 1892.—L. N. Siertsema. De Jamin'sche Interferentialrefractor. Groningen, 1890.—P. Joubin, J. phys., **5**, pp. 16—26, 1886. — Кириллов. Интерференционный рефрактометр Жамена и его применение к изучению аномальной дисперсии. Одесса, 1913. Здесь имеется сводка вышеприведенных статей.

саны те простые интерференционные явления, которые наблюдаются при зеркалах неравной толщины.

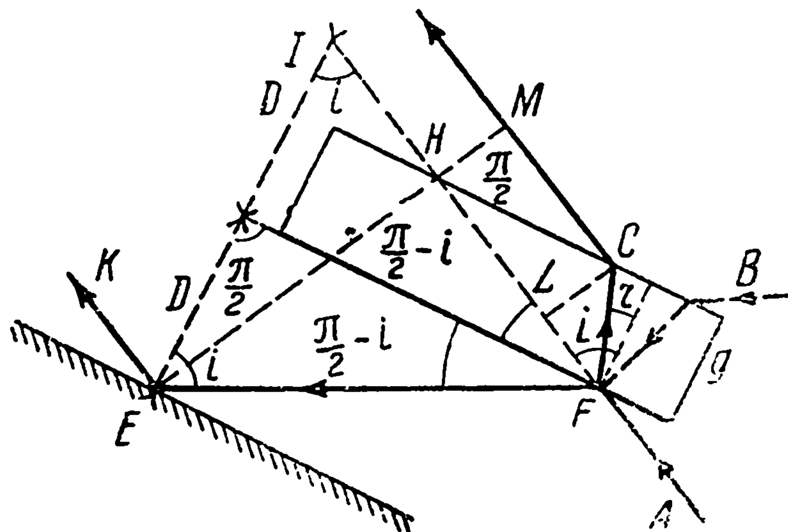
Исследователи в большинстве случаев занимались общими случаями, а частные случаи, которые как раз для нас важны, нигде не приведены с достаточной полнотой. Вообще теория интерферометра Жамена нигде в курсах и учебниках не дается, несмотря на ее простоту, так как выводы обычно слишком усложнены. Обычно даже физики, которым приходится работать с интерферометром Жамена, не знают, почему он дает всегда неожиданным образом горизонтальные полосы при освещении белым светом. Поэтому в данной статье будет ближе разобрана простая геометрия интерференционных явлений, нужных для овладения прибором.

Как главная цель будет поставлено измерение неравенства толщин двух зеркал интерферометра и в особенности устранение этого неравенства. Далее, будет выяснено, в какой мере и нужно ли вообще добиваться полного равенства и, наконец, как можно воспользоваться неравенством зеркал, чтобы получить интерферометр с вертикальными полосами в белом свете.

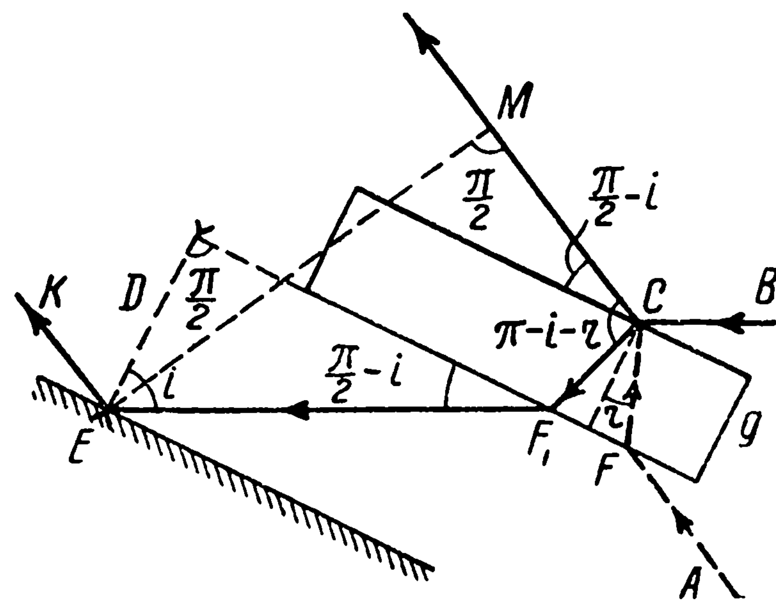
2. *Зеркала равной толщины.* Схема интерферометра Жамена нашего типа дана на фиг. 1. Первому зеркалу из пары пластинок a и b соответствуют нештрихованные буквы, второму — штрихованные. Мы все время далее будем предполагать, что в каждой паре обе пластинки a и b установлены строго параллельно и толщины g пластинок a и a' всегда равны. Рассмотрим сначала вид интерференционных полос, когда расстояния пластинок в обеих парах равны.

Возможны следующие методы наблюдения. Свет падает по направлению A, полосы видны по направлениям A' или B'. Или свет падает по направлению B, и полосы видны опять в B' или A'. При этом пластинки a и a' в обоих зеркалах одновременно повернуты серебряным слоем либо внутрь, либо наружу. Из возможного разнообразия методов остается только два ввиду того соображения, что свет гораздо силь-

нее отражается от полупосеребренной поверхности со стороны границы воздух—серебро, чем со стороны границы стекло—серебро; очень тонкое серебрение даже ослабляет отражение от границы стекло—серебро по сравнению с непосредственным отражением от границы стекло—воздух. Поэтому возможны лишь методы $A \rightarrow A'$, серебряный слой пластинок внутрь (фиг. 1 и 2) или $B \rightarrow B'$, серебряный слой наружу (фиг. 3). При других методах полосы расплывчаты,



Фиг. 2.



Фиг. 3.

так как налагаются сравнительно интенсивные отражения от противоположных плоскостей пластинок a. Дальнейший вывод будет развиваться сначала одновременно для случаев $A \rightarrow A'$ и $B \rightarrow B'$, но затем для определенности будем держаться метода наблюдения $A \rightarrow A'$.

Разность хода вычисляется одинаково при падении лучей по направлению A или B. Для лучей EK и CM (фиг. 2 и 3) она равна

$$\delta = (2D + g) \cos i \mp ng \cos r, \tag{1}$$

где верхний знак относится к фиг. 2, а нижний к фиг. 3. При этом i — угол падения луча на пластинку, r — угол преломления, n — показатель преломления. На фиг. 1 центральный луч A является представителем целого пучка сходящихся или расходящихся лучей, на фиг. 2 и 3 A (и B) означает один из наклонных лучей, причем плоскость падения совмещена с плоскостью чертежа.

Вывод указанного выражения для фиг. 3 следующий:

$$\delta = F_1E - CM + nF_1C = F_1E - F_1C\cos(\pi - i - r) -$$
$$- F_1E\cos(\pi - 2i) + nF_1C = \frac{D}{\cos i}(1 + \cos^2 i - \sin^2 i) +$$
$$+ \frac{g}{\cos r}(\cos i \cos r - \sin i \sin r + n) = (2D + g)\cos i + ng\cos r.$$

Для фиг. 2 вывод несколько иной:

$$\delta = FE - CM - nFC = FI - FH + FH - CM - nFC =$$
$$= HI + FL - nFC = 2D\cos i + \frac{g}{\cos r}[\cos(i - r) - n] =$$
$$= (2D + g)\cos i - ng\cos r.$$

Так как толщина пластинки g вообще мала по сравнению с D, то проще сначала рассмотреть крайний идеальный случай $g = 0$, иначе говоря, воздушную пластинку между двумя бесконечно тонкими слоями серебра. Тогда разность хода между лучами K и M фиг. 1 выразится проще:

$$\delta = 2D\cos i. \qquad (2)$$

Потом, при переходе к реальным зеркалам, нужно будет сделать только небольшое и несущественное исправление.

В конце для полноты будет сказано несколько слов об обычном типе интерферометра Жамена со стеклянными пластинками. Для него разность хода выражается всем известной формулой

$$\delta = 2Dn\cos r. \qquad (3)$$

Если показатель преломления $n = 1$, то $r = i$, и мы возвратимся к формуле (2).

Потери фаз при отражениях лучей в формулах (1)—(3) не учтены, так как они взаимно компенсируются для интерферирующих лучей после прохождения через второе зеркало.

Лучи K и M, падая на второе зеркало из пары пластинок b' и a', соединяются в один луч A', если угол падения такой же, как и на первое зеркало ($i' = i$) и плоскости падения

совпадают. Ясно, что при этом они получают такую же, но отрицательную разность хода и, следовательно, в A' (фиг. 1) оба луча будут в сумме иметь разность хода, равную нулю. Но если $i' \neq i$ или плоскости падения не совпадают, то лучи не сойдутся в одной точке a', и после зеркала a' мы будем иметь два раздвинутых параллельных луча. Тем не менее разность хода, вносимая вторым зеркалом в лучи K и M, будет попрежнему определяться формулой (1) со штрихованными буквами, так как боковое смещение луча не оказывает влияния на величину разности хода. Что это так, легко убедиться, если, например, в фиг. 2 взять какой-нибудь параллельный A когерентный луч, провести через F плоскость, перпендикулярную к A, и от нее начать отсчитывать фазы. После двукратного отражения мы получим у K два луча, фазы которых будут одинаковы на плоскости, к ним перпендикулярной, и, следовательно, оба они будут иметь одинаковую на той же плоскости разность фаз с лучом M. На фиг. 1 также можно взять любой когерентный параллельный K луч, и он в перпендикулярной плоскости KM будет иметь одинаковую разность фаз с M. Если подобрать этот луч так, что он сольется с M в точке a' после двух отражений, то и будет ясно утверждение о правильности штрихованной формулы (1) для любых двух лучей K и M.

В данном параграфе принято, что $D' = D$, и, следовательно, будут отличаться друг от друга только i и i' (r и r'). Вся разность хода Δ, внесенная интерферометром, равна для воздушных пластинок

$$\Delta = \delta' - \delta = 2D(\cos i' - \cos i). \tag{4}$$

Когда нормали N и N' каждого зеркала составляют некоторый угол ε, то вообще $i' \neq i$ и анализ уравнения (4) должен дать вид кривых равной разности хода, когда $\Delta = \text{const}$.

Луч $A \to A'$ как центральный схематически представляет целый комплекс лучей, падающих под разными углами на пластинку a в разных ее точках. Из этого комплекса выделим

прежде всего все параллельные лучи, падающие под одним углом на разные точки a. Каждый из этих лучей разделяется на два с одинаковой разностью хода (4), и по выходе из интерферометра все они соединяются в одну точку на экране, помещенном в главной фокальной плоскости линзы O. Таким образом различным точкам экрана соответствует, каждой, своя разность хода. Интерферометр Жамена, когда его зеркала состоят из пары строго параллельных поверхностей, дает типичные полосы равного наклона, локализованные в бесконечности, которые нужно рассматривать или в плоскости главного фокуса проектирующей линзы, или, прибавив к линзе лупу, в главном фокусе зрительной трубы. Если в одном зеркале, или в обоих пластинки не строго параллельны, то полосы равного наклона не могут существовать, так как разность хода будет зависеть не только от углов i и i', но и от тех мест на пластинке, где лучи упадут. Мы получаем тогда полосы равной толщины, которые локализованы не на бесконечности, а самым прихотливым образом, в зависимости от поворота зеркал друг относительно друга и также в зависимости от угла падения i, так что иногда различные части интерференционной картины нельзя сразу сфокусировать на экране. Это происходит уже заметно при углах в несколько секунд между поверхностями одной пары. И большей частью качество пластинок таково, что чаще всего именно с такими ошибками и недостатками работать приходится. Тем не менее, можно получать даже очень хорошие результаты с плохими поверхностями, иногда даже с зеркальными стеклами. Однако несравненно быстрее и удобнее работать с пластинками хорошего качества, плоскими и параллельными до 0.1 полосы; полного же параллелизма до долей секунды следует требовать и от двух пар пластинок каждого зеркала. Далее, будет всюду предполагаться, что параллелизм поверхностей вполне совершенный.

Так как разность хода зависит только от наклона лучей, то проще сначала познакомиться с видом кривых разностей

хода на сфере S (фиг. 1) с центром в центре линзы O и с радиусом F, равным, например, фокусу проектирующей линзы. На фиг. 1 видно сечение этой сферы с горизонтальной плоскостью. При этом предполагается, что пластинки первого зеркала всегда вертикальны, и потому направление нормали N к ним, проведенное через центр сферы O, лежит в плоскости чертежа и пересекает сферу S в неизменной точке N. Направление нормали N' пластинок второго зеркала переменное, так как зеркала можно несколько поворачивать регулировочными винтами, о которых речь будет дальше. Центральный луч A падает на пластинку a в плоскости чертежа приблизительно под углом в 45°. Центральным будем называть тот луч, который после интерферометра проходит по оси линзы O, так что угол $A'\,ON=\omega$ нужно в обычных на практике случаях считать близким к 45°, хотя дальнейшее рассмотрение ведется для произвольного угла ω. Поле зрения линзы O ограничивается оправами пластинок обоих зеркал и их относительным расстоянием. Для определенности будем считать, что оно равно 20°, хотя по крайним лучам на фиг. 1 видно, что чертеж — а обычно и действительность — не допускают столь большого отверстия.

Фиг. 4.

Внутри поля зрения кривая на сфере мало отличается от ее проекции на экране. Но нам важно, чтобы наблюдатель, устанавливающий интерферометр, ясно представлял себе кривые равной разности хода не только в ограниченном поле зрения, но и в их полном виде. Поэтому будут рассмотрены эти кривые даже в таких местах сферы S, где проекция на экран исказила бы их до неузнаваемости.

При этом будем считать, что наблюдатель рассматривает экран или внутреннюю поверхность сферы где-то из точки A.

Пусть сначала нормаль N' повернута на небольшой угол ε так, что плоскость NON' вертикальна, и на фиг. 4 она пересекает поверхность сферы по большому вертикальному кругу $NN'V$, через точку V, расположенную вертикально над O. Плоскость KLK' горизонтальна и перпендикулярна к NN'. Любое направление падающих лучей изображается точкой P на сфере, причем дуги больших кругов PN и PN' представляют углы падения i и i'. Возьмем N за полюс и определим положение P на сфере углом падения i и плоским углом β. Тогда из сферического треугольника NPN' угол i' можно выразить через i, β, ε и уравнение (4) перепишется так:

$$\Delta = p\lambda = 2D(\cos\varepsilon \cos i + \sin\varepsilon \sin i \sin\beta - \cos i),$$

где λ — длина волны падающего монохроматического пучка, p — порядок полосы, целое число для максимума интерференционной полосы. Угол ε всегда очень мал. Дальше будет видно, что он порядка $5'$ и меньше и никогда не превышает $30'$. Поэтому во всем дальнейшем изложении будет принято приближение $\cos\varepsilon \approx 1$ и $\sin\varepsilon \approx \varepsilon$, так что

$$\frac{p\lambda}{2D\varepsilon} = \sin i \sin\beta. \qquad (5)$$

Это уравнение очень наглядно можно представить на сфере S (фиг. 4), если принять KLK' за круг экватора, V за северный полюс, круг $VN'N$ за первый меридиан, VPL за меридиан точки P, так что α есть широта, ζ долгота точки P, отнесенные теперь уже к полюсу V (а не к полюсу N, как было только что и будет далее). Тогда мы имеем

$$\sin i \sin\beta = \sin\alpha$$

и

$$\frac{p\lambda}{2D\varepsilon} = \sin\alpha.$$

Кривые равной разности хода представляют параллели на сфере,[1] из которых на фиг. 4 нанесены пунктиром соответствующие $p = 1$ и 2. Эти параллели не эквидистантны, и расстояние между ними растет с широтой. Но главным образом, расстояние между ними, иначе говоря, ширина полос, зависит от угла ε между нормалями к пластинкам. Изменяя ε, мы можем сделать полосы очень широкими или очень узкими.

Прежде всего посмотрим, как будут перемещаться полосы, когда ε остается постоянным — пусть механизм (установочных) винтов второй стойки интерферометра позволяет это сделать, — а N' вращается около N по малому кругу. При этом вслед за дугой NN' будет вращаться экватор KLK' с параллелями и с полюсом. Это вращение можно изобразить гораздо нагляднее, если вернуться назад к неизменному полюсу N, к координатам i, β и к уравнению (5). Задавая углы β, вычисляем соответствующие величины i для разных p, и точки с этими полярными координатами наносим в плоскости, перпендикулярной к ON и касательной к сфере S в точке N (фиг. 5). А затем, вращая фиг. 5 около точки N, смотрим, как проходят полосы через поле зрения I около точки A'.

При этом для примера возьмем D равным 30 мм, $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ мм, так что уравнение (5) превратится в

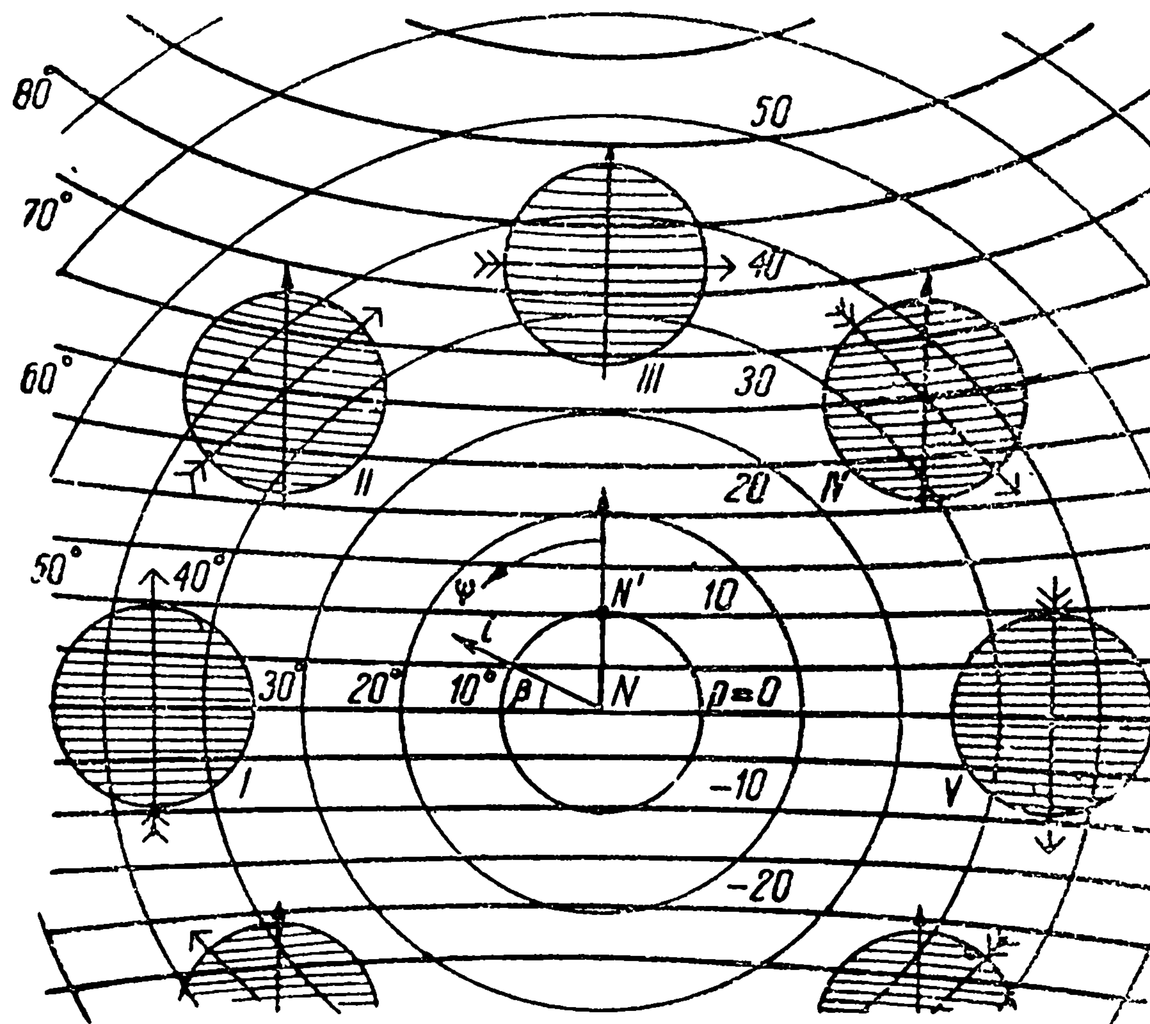
$$\frac{p}{60} = \sin i \sin \beta.$$

Максимальное значение p может быть 60; в пределах фиг. 5 найдут место кривые равной разности хода для значений p через 5 единиц до $p = 55$. Они не только не эквидистантны, но и не параллельны в этой проекции, так что в них уже трудно узнать параллели экваториальной плоскости KLK'. Тем не менее, искажение углов в этой проекции меньше, чем если бы все параллели были действительно представлены параллельными линиями на плоскости. В этой проекции можно без грубых ошибок иллюстрировать вращение интер-

[1] Д. Бобылев, l. c.

ференционных полос, что облегчит возможность следить за геометрической стороной явления при регулировке интерферометра. Для расчетов далее будут выведены точные уравнения.

Поле зрения *I* на фиг. 5 определено упрощенным образом: предполагается, что $\omega = 45°$ и тогда в горизонтальном



Фиг. 5.

направлении видна область от $i = 35°$ до $i = 55°$; на этом отрезке горизонтального радиуса-вектора как на диаметре начерчен круг. Нормаль N' на чертеже отклонена вверх по вертикали NV; угол $N'N$ показан преувеличенным в 350 раз.

Полосы в поле зрения горизонтальны, и нулевая полоса пересекает середину поля зрения, а потому интерференционные полосы видны в белом свете. Если плоскость NN' не вертикальна, то полосы не горизонтальны. Сохраняя тот же угол ε между N и N', мы будем вращать плоскость NN', увеличивая угол ψ между нею и вертикальной плоскостью NV, как показывает стрелка фиг. 5. Это все равно, что вращать

всю фиг. 5 около точки N, сохраняя неизменным поле зрения I; или же, наоборот, можно нагляднее видеть результаты вращения NN', если оставить весь чертеж неподвижным, а вращать около точки N круг поля зрения, переводя его последовательно в II, III. Перевод поля зрения в II, III эквивалентен вращению NN' против стрелки ψ. При этом оперенная стрелка, пересекающая поле зрения, всегда означает вертикальное направление в поле зрения, а неоперенная стрелка параллельна направлению NN'.

При вращении NN', например, по стрелке полосы перемещаются вниз, сверху появляются новые полосы высших положительных порядков, все более и более наклонные и несколько более широкие. В сравнительно узком поле зрения полосы всегда кажутся прямолинейными и параллельными. Вращение полос в поле зрения идет сначала медленнее, чем вращение NN', но затем догоняет его, и когда NN' поворачивается на 90° и становится горизонтальным, то полосы тоже поворачиваются на 90°, становятся вертикальными и наиболее широкими. При вращении в обратном направлении все идет в обратном порядке, и снизу появляются полосы высших отрицательных порядков. Расширение полос не велико. Вертикальные полосы шире горизонтальных в $\sqrt{2}$ раз при том же угле ε между нормалями.

При изменении ε ширина полос изменяется обратно пропорционально. Если полосы горизонтальны в поле зрения, то изменяем ширину полос, оставляя нулевую полосу неподвижной; если же они наклонны, то изменение ε влечет за собой вместе с изменением ширины движение полос через поле зрения. Но угол наклона их к горизонту не меняется. Последний зависит только от наклона ψ плоскости нормалей.

Так движутся полосы при наблюдении в однородном свете. Но в белом свете могут быть видны только горизонтальные полосы, которые уходят вверх или вниз при вращении, после чего явление интерференции исчезает. Это есть следствие

того, что в белом свете могут быть видны только полосы самых первых порядков. Без всяких вычислений ясно, что нулевая полоса должна лежать в плоскости, делящей пополам угол между нормалями к зеркалам. Так как последние обычно стоят приблизительно вертикально, то нормали к ним приблизительно горизонтальны. Равноделящая угол плоскость вращается таким образом около горизонтальной оси (ON на фиг. 1), и она, вместе с нулевой линией, должна быть горизонтальна, если должна пересечь поле зрения, которое в горизонтальной же плоскости повернуто на $45°$ ($=\omega$) от нормали.

Ничтожность величины ε разрешает нам приближенное уравнение (5) и приближенное выражение: от „плоскости, равноделящей угол NN'" практически нельзя отличить „плоскость, проходящую через N и нормальную к NN".

В сущности в белом свете могут быть видны и вертикальные полосы, но только столь широкие, что их трудно принять за полосы. Действительно, уменьшим ε в 10 раз, что равносильно уменьшению p в 10 раз в уравнении (5) и в колонке величин порядка полосы на фиг. 5. Мы видим, что в поле зрения I будут видны только две черные полосы $\pm 1/2$. Если же повернуть NN' на $90°$, то в III поле можно видеть в $\sqrt{2}$ раз более широкие полосы, но все же помещаются темные полосы $3^1/_2$ и $4^1/_2$. Как увидим далее, ширина их будет, при фокусе линзы $F=30$ см, равна 7 см в I и 10 см в III полях.

3. Разность хода в одном луче. На фиг. 4 точка P ближе к N', чем к N, а потому $\Delta > 0$ в уравнении (4), и переднее зеркало вносит бóльшую разность хода в луч M, чем заднее в луч K. Скомпенсируем отчасти этот избыток разности хода, поместив нормально в луч K стеклянную пластинку, например толщиной в $60\ \lambda$, что при показателе преломления $n=1.5$ внесет разность хода $(n-1)\ 60\ \lambda = 30\ \lambda$.

Тогда уравнение (5) перепишется так:

$$\frac{(p+30)\lambda}{2D\varepsilon} = \sin i \cos \beta.$$

Иначе говоря, из всех чисел колонки p на фиг. 5 нужно вычесть число 30. Таким образом, при вертикальном положении NN' как на фиг. 5, горизонтальные полосы порядка —30 не будут видны в белом свете; при повороте ψ на 45° по стрелке через поле зрения (*II*) пройдут как раз нулевые и, следовательно, видимые в белом свете наклонные полосы. При дальнейшем повороте до 90° полосы порядка +12 (*III*) станут вертикальными. Они не видны в белом свете, но при дальнейшем вращении до 135° снова появятся (*IV*) видимые нулевые полосы, наклонные в противоположную сторону по сравнению с *II*. Легко вызвать также и вертикальные (*III*) видимые в белом свете нулевые полосы, если в поле зрения *III* несколько уменьшить ε и тем понизить порядок полос до нуля.

Таким образом можно, действуя на два параметра ψ и ε, вызвать в поле зрения нулевые полосы как наклонные, так и вертикальные, но — обратно тому, как было без разности хода, — никак нельзя вызвать полосы горизонтальные. Даже нельзя уменьшать наклон видимых нулевых полос ниже некоторого определенного предела. Если ввести еще большую разность хода в луч K, то нужно увеличить угол ε, чтобы скомпенсировать ее, и нулевые видимые в белом свете полосы станут еще уже, а минимальный возможный наклон увеличится. При очень большой разности хода в белом свете можно видеть только очень узкие, почти вертикальные полосы.

Уже из описания этого явления видно, что наклон и ширина нулевых полос могут послужить для измерения величины введенной разности хода. С другой стороны, поворот белых полос от одного наклона через вертикальное положение к наклону противоположному вполне аналогичен тому, что наблюдается в интерферометре с зеркалами неравной толщины. Бóльшая толщина одного из зеркал эквивалентна прибавке слоя воздуха (или слоя стекла в обычном интерферометре Жамена), правда, помещенного под углом 45° к лучу. Поэтому мы достигнем конечной цели, определения разности

толщин двух зеркал Жамена, научившись сначала определять из наклона (и ширины) полос разность хода, введенную в интерферометр с зеркалами равной толщины.

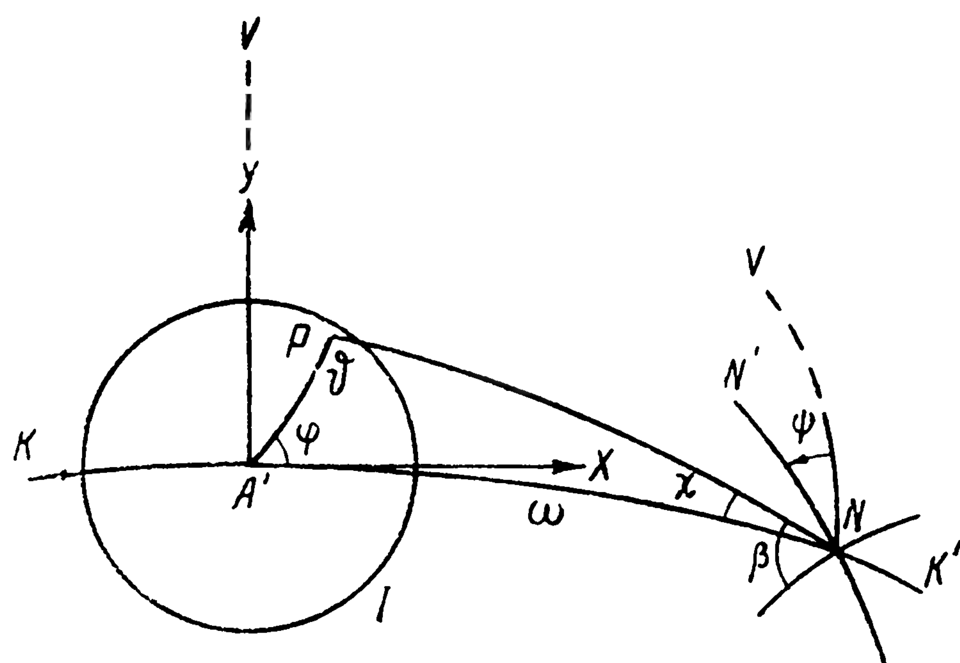
Для этого нужно получить уравнение полос на экране. Но прежде чем приступить к их выводу, отметим две неточности, допущенные в только что сделанных рассуждениях. Во-первых, было принято, что стеклянная пластинка, помещенная нормально к центральному лучу, вводит одинаковую разность хода во все лучи, падающие на нее под различными углами. Мы увидим далее, что это приближение допустимо для лучей, падающих на пластинку в пределах поля зрения, не превышающем 10°. Что же касается лучей вне поля зрения, то для них приближение недопустимо, и потому при введении разности хода мы должны отказаться от рассмотрения полной интерференционной картины, хотя попрежнему можем иллюстрировать вращение полос в поле зрения вращением фиг. 5.

Во-вторых, мы говорили о перемещении нулевой полосы. На самом деле мы должны были бы говорить о полосе ахроматической. Введенная разность хода $(n-1)\ 60\ \lambda$ компенсируется наклоном лучей в переднем зеркале, т. е. разностью хода в воздухе. Суммарная разность хода равна нулю для одних лучей, но так как $n-1$ отличается для крайних лучей спектра на 2—3%, то настолько же отличается для них и разность хода. Не будем напоминать о том, что называется ахроматической полосой: достаточно того, что центр картины окрашенных полос в белом свете сразу бросается в глаза и что он близок к нулевой полосе. В этом смысле мы будем понимать часто употребляемое дальше выражение — „нулевая полоса“. Центр окрашенной картины в белом свете — это единственная отметка неотличимых друг от друга в монохроматическом свете интерференционных полос.

4. Уравнения интерференционных полос для зеркал равной толщины. Чтобы получить эти уравнения, нужно от

полюса N перейти к полюсу A' — пересечению центрального луча со сферой S (фиг. 1, 4 и 6), а затем проектировать кривые на экран, касательный к сфере в этой точке A'.

На фиг. 6 $A'N$ есть горизонтальная дуга ω сферы, близкая к 45°; $A'V$ и NV — две перпендикулярных к $A'N$ плоскости больших кругов; плоскость нормалей NN' составляет угол ψ с плоскостью NV вертикального круга. Точка P в поле зрения I (как на фиг. 5) составляет (как на фиг. 4)



Фиг. 6.

угол i с нормалью N, а дуга PN составляет угол β с дугой, перпендикулярной с NN'. Обозначая угол PNA' через χ, имеем $\beta = \psi + \chi$. Новыми координатами являются дуга ϑ и угол φ. В уравнении (5)

$$\sin i \sin \beta = \sin i \sin \psi \cos \chi + \sin i \cos \psi \sin \chi,$$

но

$$\sin i \sin \chi = \sin \varphi \sin \vartheta \quad \text{и} \quad \sin i \cos \chi = \cos \vartheta \sin \omega - \sin \vartheta \cos \varphi \cos \omega,$$

откуда

$$\sin i \sin \beta = \sin \varphi (\cos \vartheta \sin \omega - \sin \vartheta \cos \varphi \cos \omega) + \cos \psi \sin \vartheta \sin \varphi.$$

Проектируем далее кривые на экран, причем в плоскости экрана направим ось $A'X$ горизонтально вправо, а ось $A'Y$ вертикально вверх.

Тогда

$$\frac{x}{F}=\xi=\operatorname{tg}\vartheta\cos\varphi \quad \text{и} \quad \frac{Y}{F}=\eta=\operatorname{tg}\vartheta\sin\varphi,$$

а, следовательно,

$$\cos\vartheta=\frac{1}{\sqrt{1+\xi^2+\eta^2}}, \quad \sin\vartheta\cos\varphi=\frac{\xi}{\sqrt{1+\xi^2+\eta^2}},$$

$$\sin\vartheta\sin\varphi=\frac{\eta}{\sqrt{1+\xi^2+\eta^2}}.$$

Подставляя в уравнение (5), получим

$$\frac{p\lambda}{2D\varepsilon}\cdot\sqrt{1+\xi^2+\eta^2}=\sin\psi\sin\omega-\xi\sin\psi\cos\omega+\eta\cos\psi. \quad (6)$$

В первом приближении можно пренебречь ξ^2 и η^2 по сравнению с 1, так как при поле зрения в 20°

$$\frac{\xi^2}{2} \quad \text{и} \quad \frac{\eta^2}{2}\leqslant\frac{0.175^2}{2}=0.015,$$

и тогда

$$\frac{p\lambda}{2D\varepsilon}=\sin\psi\sin\omega-\xi\sin\psi\cos\omega+\eta\cos\psi. \quad (7)$$

Это приближенное уравнение дает в поле зрения всегда прямолинейные параллельные, эквидистантные полосы, угол которых с осью абсцисс определяется формулой

$$\operatorname{tg}\gamma=\operatorname{tg}\psi\cos\omega. \quad (8)$$

Угол γ не зависит от ε и всегда меньше ψ по абсолютной величине, кроме случаев $\psi=0$ и $\psi=\frac{\pi}{2}$, когда $\gamma=\psi$. Эти свойства полос уже были отмечены выше. Нулевая полоса $p=0$ при всяком ψ проходит через точку $\eta=0$, $\xi=1$ или $x=F$, где нормаль ON (фиг. 1) пересекает плоскость экрана. При вращении плоскости нормалей NN' нулевая полоса вращается вокруг этой точки, и видимые в белом свете полосы вместе с ней выходят из поля зрения.

Если обозначим через b ширину полосы на экране, а через $\sigma=\frac{b}{F}$ угловую ее ширину, то получим

$$\sigma=|\eta_{p+1}-\eta_p|\cos\gamma \quad \text{при} \quad \xi=0,$$

а из уравнения (7)

$$\sigma = \frac{\lambda}{2D\varepsilon} \cdot \frac{\cos\gamma}{\cos\psi} = \frac{\lambda}{2D\varepsilon} \cdot \frac{\sin\gamma}{\sin\psi\cos\omega}. \tag{9}$$

Угловая ширина изменяется при заданном ε от $\frac{\lambda}{2D\varepsilon}$ при $\psi = 0$ для горизонтальных полос до $\frac{\lambda}{2D\varepsilon} \cdot \frac{1}{\cos\omega}$ при $\psi = \frac{\pi}{2}$ для вертикальных, т. е. в $\sqrt{2}$ раза, как было указано выше, если $\omega = 45°$. Ширина b дает практические границы для ε. Неудобно иметь дело с полосами тоньше полумиллиметра на экране. При $D = 30$ мм и $F = 300$ мм уравнение (9) даст верхнюю границу $\varepsilon \leqslant 17'$. В обычных интерферометрах с не слишком тонкими зеркалами величина угла ε вряд ли когда-нибудь превышает полградуса, но несомненно, построив интерферометр из покровных стекол, мы будем иметь дело с ε в десятки градусов. С другой стороны, трудно работать с полосами, ширина которых больше диаметра поля зрения. Тогда $\sigma = 0.35$ и должно быть $\varepsilon \geqslant \frac{5 \cdot 10^{-4}}{60 \cdot 0.35} = 5''$. Это уже величина очень малая, но мы увидим далее, что с помощью интерференционных полос можно следить за изменением ε в доли секунды.

Теперь вставим, как в § 3, стеклянную плоскопараллельную пластинку толщины d' нормально к лучу K, чем введем разность хода $d'(n\cos r - \cos i)$ для лучей, падающих на пластинку под углом i. Эту формулу легко получить, обратившись к фиг. 2. Введенная разность хода равна $nFC - FL$ и вывод формулы (1) с нижним знаком показывает, что мы получим только что приведенное выражение, положив в (1) $D = 0$, $g = d'$ и изменив знак всего выражения. Так как в данном случае $i = \vartheta$, то введенная разность хода равна $d'(\sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta} - \cos\vartheta)$. Ее нужно вычесть из правой части уравнения (5); это то же самое, что вычесть из (6) соответственно $\frac{d'}{2D\varepsilon}\left\{\sqrt{(n^2-1)(1+\xi^2+\eta^2)+1} - 1\right\}$, или с тем же приближением, как в (7) (ξ^2 и $\eta^2 \ll 1$) вычесть из правой

части (7) величину $\frac{d'}{2D\varepsilon}(n-1)$. Обозначая $d'(n-1)=m\lambda$, получим окончательно вместо (7)

$$(p+m)\frac{\lambda}{2D\varepsilon}=\sin\psi\sin\omega-\xi\sin\psi\cos\omega+\eta\cos\psi. \qquad (10)$$

Угол γ, который полосы составляют с осью абсцисс, и угловая ширина полос σ попрежнему определяются уравнениями (8) и (9).

Те явления, которые были качественно описаны в § 3, теперь можно проследить количественно.

Угол наклона нулевых полос, проходящих через начало координат, легко получить, если сначала положить в (10) $p=0$ и $\xi=\eta=0$. Тогда

$$\frac{m\lambda}{2D\varepsilon}=\sin\psi\sin\omega.$$

Исключая из этого выражения и из (8) и (9) величины ψ и ε, которые мы не можем измерить, так как не имеем соответствующих кругов с делениями на стойках интерферометра, получим

$$m\sigma=\sin\gamma\,\mathrm{tg}\,\omega. \qquad (11)$$

Угол ω является некоторой постоянной прибора, которая должна быть раз навсегда измерена. Тем самым определяется положение оси ординат, но точное направление оси абсцисс, которое необходимо для измерения угла γ, остается неизвестным. Поэтому, изменяя дальше ψ, как указано в § 3, найдем нулевую полосу с обратным наклоном и с той же шириной (неизменный угол ε), которая составит угол 2γ с прежней наклонной нулевой полосой. Прочерчивая, например, карандашом на экране нулевые полосы в двух положениях с наклонами противоположных знаков и соседние с ними, измерим угол 2γ и угловую ширину σ, а из (11) найдем искомое m.

Еще лучше, если мы сделаем полосы вертикальными $\left(\psi=\frac{\pi}{2},\ \gamma=\frac{\pi}{2}\right)$, так что при $\omega=45°$

$$m=\frac{1}{\sigma}, \qquad (12)$$

и, измерив угловую ширину σ, сразу узнаем порядок m. Так как $\sin\gamma$ при значениях, близких к единице, изменяется медленно, то вертикальность полос не должна быть особенно точной.

Оба эти метода отличаются малой точностью, так как они основаны на измерении ширины полосы расплывчатого объекта без резких очертаний. Обычно, точность этого измерения оценивается в 10%, и лишь при большой тщательности и повторении измерений может быть доведена до 1%.

Кроме того, второй метод неприменим для малых разностей хода, когда $m < 3$, так как полосы становятся шире поля зрения (должно быть $\sigma \leqslant 0.35$).

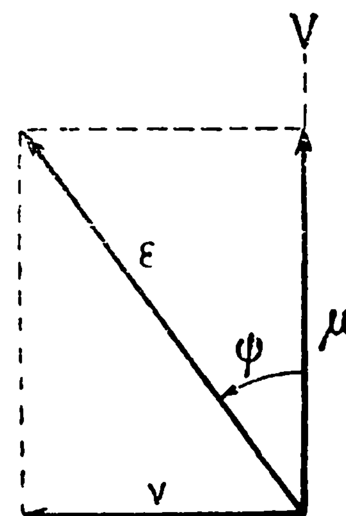
Что касается первого метода, то он применим только в том случае, когда имеется механизм, гарантирующий неизменность угла ε и тем самым ширины полос при изменении ψ, чего вообще в интерферометре Жамена не бывает. Если параметры ε и ψ изменяются как-нибудь, то нужно убедиться в одинаковости ширины полос при прямом и противоположном по знаку, но равных по величине, наклонах непосредственным двукратным измерением, которое еще увеличит ошибку вдвое. Только тогда есть гарантия, что измеряется действительно двойной угол γ.

Однако нужно заметить, что особая точность нам и не нужна. В сущности наша конечная цель была формулирована неправильно. Она заключается не в *измерении*, а в *уничтожении* неравенства толщин зеркал. Следовательно важна не точность измерения, а чувствительность. При больших разностях толщин важно знать знак и порядок величины. По мере того как разность уменьшается сполированием выступов, необходим достаточно чувствительный метод обнаружения остатка разности.

Поэтому в дальнейшем обратимся главным образом к определению чувствительности и перейдем для этой цели от ε и ψ к реальным параметрам интерферометра. Вместе с тем

при реальных параметрах узнаем и точные методы измерения разности хода.

5. *Параметры* μ *и* ν. Трудно и неудобно построить для наших интерферометров механизмы, которые отдельно и независимо управляли бы параметрами ε и ψ. Вполне удовлетворительно действуют обыкновенные установочные винты (G, G, H, фиг. 1) и вращенне, как на гониометре, вокруг вертикальной оси D' лимба L, на котором вертикально укреплены пластинки gg. Это обычное устройство схематически пунктиром намечено на передней стойке интерферометра (фиг. 1). Винт H вращает стойку около горизонтальной оси GG, которая, как мы примем для простоты, перпендикулярна к нормали N пластинок неподвижной стойки, а также к оси D'. Вращением около этих двух осей всегда можно привести N' в совпадение с N. Если затем повернуть N' на угол ν около D' и на угол μ (вместе с D') около gg, то при очень малых углах вращения, как это всегда будет, можно начертить прямоугольный треугольник (фиг. 7), где



Фиг. 7.

$$NN' = \varepsilon, \quad \text{а} \quad \nu = \varepsilon \sin\psi; \quad \mu = \varepsilon \cos\psi.$$

Эти параметры ν и μ вводим в уравнение (8), (9), (10) и получаем, решив (10) относительно η:

$$\eta = \frac{1}{\mu}\left[-\nu(\sin\omega - \xi\cos\omega) + (p + m)\frac{\lambda}{2D}\right]; \tag{13}$$

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\nu}{\mu}\cos\omega; \tag{14}$$

$$\sigma = \frac{\lambda}{2D}\cdot\frac{\cos\gamma}{\mu} = \frac{\lambda}{2D}\cdot\frac{\sin\gamma}{\nu\cos\omega}. \tag{15}$$

Когда $\nu = 0$, полосы горизонтальны ($\gamma = 0$); когда $\mu = 0$, они вертикальны $\left(\gamma = \frac{\pi}{2}\right)$, кроме того случая, когда ν и μ равны нулю одновременно. Тогда полос вообще нет, они

бесконечно широки; разность хода для всего поля зрения одинакова, так как направления нормалей N и N' совпадают.

Рассмотрим сначала случай, когда внесенная разность хода $m=0$.

Обратим внимание на нулевую полосу $p=0$ [уравнение (13)]. Если $\nu=0$, она горизонтальна и остается горизонтальной и неподвижной при изменении μ. При этом изменении вместе с тем происходит следующее. Пусть μ уменьшается от положительной величины через 0 к отрицательным величинам. Полосы выше нулевой ($p>0$) идут наверх, ниже нулевой — вниз, они расширяются. Когда $\mu=0$, они становятся бесконечно широкими. При дальнейшем уменьшении μ в отрицательные величины полосы положительного и отрицательного порядка, изменив свой знак, возвращаются назад к неподвижной полосе снизу и сверху. Критерий неподвижности какой-нибудь полосы во всех ее точках является для нас главным критерием, который дает возможность измерять во всех случаях как при введении разности хода, так и при неравенстве зеркал. Неподвижной может быть полоса во всех ее точках (при разных ξ), только если $\nu=0$. Поэтому регулировать интерферометр, значит сделать $\nu=0$. Нужно определить, с какой точностью можно сделать $\nu=0$, и тогда легко получится точность измерения разности хода или чувствительность к внесению очень малых разностей хода для интерферометра с равными зеркалами, а отсюда и способ определения разности толщин зеркал.

Посмотрим, как можно следить за изменением величины ν. Пусть задано некоторое $\mu>0$; изменяя ν от нуля в положительную или отрицательную сторону, заставляем нулевую полосу вместе со всей системой полос при неизменной почти ширине двигаться вниз или вверх. При этом несколько меняется и их наклон (14). Но если μ настолько велико, что полосы не слишком широки, и их помещается несколько в поле зрения, то наклон настолько незначителен, что

остается незаметным, пока цветные полосы не выйдут из поля зрения вверх или вниз.

Таким образом, вообще параметр μ заведует шириной полос, параметр ν — их движением вверх или вниз. Знак этих параметров легко определить по движению соответствующих винтов, так как известно, что μ и ν одновременно равны нулю, когда полосы бесконечно широки. Поэтому всегда можно представить себе, как ориентирована нормаль N' относительно N (кроме тех случаев, когда они почти совпадают), и в какую сторону нужно изменить μ и ν, чтобы сблизить или развести нормали.

Теперь зададим μ и ν заведомо положительными и будем изменять μ от положительной величины μ_1 до отрицательной μ_2.

Если ν достаточно мало, то сначала заметно будет только расширение полос, но затем, когда μ тоже достигнет малых величин, нулевая полоса быстро побежит вниз. Она всегда проходит через точку $\eta = 0$, $\xi = \operatorname{tg} \omega$, т. е. вращается вокруг следа нормали на (искаженной проекцией) фиг. 5. Вращаясь, она быстро — все происходит быстро, так как μ пробегает быстро узкий ряд малых значений, сравнимых с малым ν, — скроется из поля зрения, сделается вертикальной одновременно с другими полосами, которые в чрезвычайно широком и расплывшемся виде останутся в поле зрения, и обратным своим концом спустится сверху в поле зрения, вместе с другими цветными суживающимися полосами. Под конец, когда μ, снова сделавшись по абсолютной величине большим по сравнению с малым ν, будет приближаться к какой-то (отрицательной) величине μ_2, движение ее снова сильно замедлится. Если ν достаточно мало, то цвета в белом свете все время не будут исчезать на экране в поле зрения при прохождении μ через 0, и ясно будет видно, как граничные линии между разными цветами будут становиться вертикальными.

Но не здесь мы будем искать удобную численную меру того, насколько ν отличается от нуля. Мы найдем ее следующим образом.

При $\mu=\mu_1$ какая-нибудь точка нулевой полосы находилась (под осью абсцисс) при $\eta=\eta_1$; когда процесс закончился и $\mu=\mu_2$, ту же точку находим (над осью абсцисс) в $\eta=\eta_2$. Из уравнения (13) при $m=0$ и $p=0$ имеем

$$\eta_2-\eta_1=\nu(\sin\omega-\xi\cos\omega)\left(\frac{1}{\mu_1}-\frac{1}{\mu_2}\right).$$

Совершенно ясно, что $\eta_2-\eta_1$ больше, меньше или равно нулю в зависимости от величины и знака ν, и ясно, как ощупью перейти от положительной малой величины ν к $\nu=0$, подвигая полосы при начальном μ_1 понемногу вверх. Вычислим, с какой точностью это можно сделать.

Точность установки на середину полосы тем меньше, чем шире полоса; обычно принимают, что она пропорциональна ширине полосы. Обозначим через k коэффициент пропорциональности, который при беглых установках считается равным 0.1. Ошибка при установке (например карандашом на экране) на середину нулевой полосы при $\mu=\mu_1$ равна $\delta y_1=kb_1$ или $\delta\eta_1=k\sigma_1=\frac{k\lambda}{2D}\left|\frac{1}{\mu_1}\right|$; так как в формуле (15) $\cos\gamma$ практически равен единице, полоса почти точно горизонтальна. Вторая ошибка при установке на ту же точку нулевой полосы при $\mu=\mu_2$ получается аналогично, и общая ошибка измерения величины $\eta_2-\eta_1$ равна

$$\delta\eta_1+\delta\eta_2=k\frac{\lambda}{2D}\left(\left|\frac{1}{\mu_1}\right|+\left|\frac{1}{\mu_2}\right|\right).$$

Условие измеримости заключается в том, что ошибка измерения не больше измеряемой величины,

$$\delta\eta_1+\delta\eta_2\leqslant\eta_2-\eta_1,$$

или

$$k\frac{\lambda}{2D}\left(\left|\frac{1}{\mu_1}\right|+\left|\frac{1}{\mu_2}\right|\right)\leqslant\nu(\sin\omega-\xi\cos\omega)\left(\frac{1}{\mu_1}-\frac{1}{\mu_2}\right).$$

Из этого уравнения вычисляется самая малая величина ν, которую можно еще заметить. Обозначим ее через ρ. Очевидно, что ρ наименьшее, когда μ_1 и μ_2 противоположных

знаков; а тогда оно вообще не зависит от этих величин и получается из равенства

$$\rho(\sin\omega - \xi\cos\omega) = \pm\frac{k\lambda}{2D}. \qquad (16)$$

Причина, почему ρ не зависит от μ_1 и μ_2, ясна. Если эти величины малы, то измеряемая величина $\eta_2 - \eta_1$ велика, но вместе с тем широки измеряемые полосы, вследствие чего растет абсолютная ошибка, а относительная остается, таким образом, без изменения.

Положим в последней формуле $\omega = 45°$, $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ мм, $D = 30$ мм, $k = 0.1$ и возьмем точку нулевой полосы на краю поля зрения $\xi = -10° = -0.175$. Тогда $\rho = 1.0 \cdot 10^{-6} = 0\overset{''}{.}2$. При тщательных и повторных измерениях можно k уменьшить до 0.01, а применяя фотометрирование полос — повысить точность еще значительнее, до сотых и тысячных долей секунды, как всегда в интерферометрических измерениях; но для нашей цели особенная точность не важна. Кроме того, чтобы получить точность даже до одной секунды, нужно, чтобы механическая часть стоек интерферометров была выполнена с большим совершенством. Наконец, нужно помнить, что мы имеем дело с приближенным уравнением, и определение столь малой величины ρ в десятые доли секунды уже внушает сомнение. Действительно, согласно вышеприведенному выводу, $\delta y_1 + \delta y_2$ можно сделать сколь угодно малым, увеличивая μ_1 и μ_2, а это значит, что при достаточно больших μ, иначе говоря, при достаточно тонких полосах, можно прочертить ось абсцисс на экране (или установить нить в зрительной трубе) с произвольной точностью. На самом же деле ясно, что нулевая полоса на сфере при $\nu = 0$ должна делить угол μ пополам и потому следовать за μ, отставая на половину, при колебаниях вверх и вниз. Противоречие кроется в пренебрежении членом ε^2 в уравнении (5). Если мы ограничим величину μ условием, что колебания оси абсцисс $< \frac{1}{20}$ полосы, то вышеприведенный

вывод и малая величина ρ сохранят свое значение, но рассмотрение второго приближения покажет, что μ не должно превышать $3'$, а ширина полос не должна быть меньше 1.5 мм в нашем примере, что и будем далее предполагать.

Только нулевую полосу можно при определенном значении ν ($\nu = 0$) сделать неподвижной во всех точках, несмотря на изменение μ. Всякую другую полосу p можно сделать неподвижной только в одной точке ξ, если подобрать

$$\nu (\sin \omega - \xi \cos \omega) = p \frac{\lambda}{2D}. \tag{17}$$

При этом полоса вращается около некоторой точки абсциссы, что и может служить методом для определения оси абсцисс с той же точностью, какая указана выше, как прямой, проходящей через две точки вращения.

Вращение для цветных или монохроматических полос происходит так, как описано выше в § 3 для нулевой полосы при введенной разности хода m (стр. 276). Комбинируя (17) с (15) и (14), получим наклон и ширину полосы p при изменении параметра μ. Легко получить уравнения, аналогичные (11), а также (12), если при $\omega = 45°$ заставить полосу вращаться около начала координат. Когда полосы вертикальны, то

$$\sigma = \frac{1}{p},$$

а это уравнение дает, как и раньше, наименьший порядок ($p = 3$) полосы, помещающейся в поле зрения. Если при фокусе $F = 30$ мм проектирующей линзы мы хотим получить вертикальные полосы в 1 см ширины, то порядок должен равняться 30.

6. Измерение разности хода. Переходим к случаю, когда в уравнении (13) $m \neq 0$. Если нить трубы установлена на какую-нибудь полосу, например нулевую, и мы вводим разность хода постепенно, то число m проходящих через нить полос определится счетом. Это обычный метод применения интерферометра.

Если при том же условии каким-нибудь образом ход одного из лучей в воздухе удлиняется скачком на величину d', то число m легко определить, если можно варьировать длину волны (в воздухе). Пусть m не известно для длины волны λ_1. Из двух уравнений

$$d' = m\lambda_1; \quad d' = (m + a)\lambda_2$$

можно определить m и d', если можно определить a, плавно изменяя λ. Аналогично можно поступить и в том случае, когда разность хода $(n - 1)d'$ вводится в виде пластинки, если известно n как функция длины волны.

Затруднительнее положение, соответствующее нашей задаче интерферометра с зеркалами неравной толщины: разность хода (в воздухе) уже введена в интерферометр, и наблюдатель не может ее устранить, чтобы узнать положение нулевой (или какой-нибудь другой) полосы; неизвестно также, как повернуть второе зеркало, т. е. какова величина ν. Тогда нужно регулировать интерферометр, т. е. установить $\nu = 0$ и прочертить ось абсцисс, как в предыдущем параграфе, но в более трудных условиях, хотя и на основании тех же признаков. В этом случае неподвижной во всех точках может быть не нулевая полоса, а только одна полоса $p = -m$ при непременном условии $\nu = 0$. Ее нужно отыскать. Это делают ощупью, систематически изменяя ν. Прежде всего, заставляют какую-нибудь полосу вращаться около одной неподвижной точки, как в предыдущем параграфе, а затем переходят постепенно к полосам, у которых при одной неподвижной точке с одного края поля $(\xi = -\xi_1)$ одновременно все менее перемещается при колебании μ от μ_1 до μ_2 еще та точка полосы, которая находится на другом краю поля $(\xi = +\xi_1)$. Когда достигнута неподвижность и во второй точке, то должно быть одновременно и $\nu = 0$ и $p + m = 0$, но, конечно, остаются ошибки при определении той и другой величины, т. е. ν равно незаметно малой величине ρ, а $p + m$ незаметно малой величине h. Рассуждая так, как в преды-

дущем параграфе при получении уравнения (16), имеем вместо него два уравнения для двух точек ξ:

$$\rho(\sin\omega - \xi\cos\omega) - h\frac{\lambda}{2D} = \pm\frac{k\lambda}{2D},$$

где нужно подставить $\xi = -\xi_1$ и $\xi = +\xi_1$, а затем решить оба уравнения относительно ρ и h. Эти уравнения отличаются от (16) членом $\frac{h\lambda}{2D}$; там мы имели дело с нулевой полосой, где наперед было дано $m=0$ и $p=0$, здесь мы нащупываем неподвижную полосу и ошибаемся в ее порядке. За незнание нулевой полосы мы расплатимся увеличением неточности. Действительно, взяв оба уравнения с обратными знаками, получаем

$$\rho = +\frac{k\lambda}{2D}\frac{1}{\varepsilon_1\cos\omega}, \quad h = \pm\frac{k\operatorname{tg}\omega}{\xi_1}. \tag{18}$$

Величина ξ_1 в знаменателе указывает, что при определении направления прямой по двум точкам ошибка обратно пропорциональна ее длине ($2\xi_1$). Ошибка ρ возросла по сравнению с прежним случаем (16) в $\frac{1+\xi_1}{\xi_1} = 6.7$ раз при $\omega = 45°$ и $\xi_1 = 0.175$, так что $\rho = 1.3''$. Точность установки h на нуль всего лишь $\frac{k}{\xi_1} = 0.57$ полосы ($k = 0.1$). Она очень мала, но несомненно, что при установке более аккуратной можно без затруднения довести h до 0.1 полосы.

После того как установлено $\nu = 0$ и проведена ось абсцисс через полосу $p = -m$, варьируя длину волны, можно, как раньше, определить m из двух уравнений. Этим задача решается до конца и со всей возможной точностью. Но, как выше указано, столь точное определение, требующее монохроматического света, и не нужно для нашей конечной цели. Вполне достаточно узнать m из наклона нулевых полос в белом свете [уравнение (11)] или из их ширины в вертикальном положении [уравнение (12)]. Наконец, можно определить m, вставив в оба луча интерферометра перпендикулярно к ним пластинки стекла одинаковой толщины, и затем наклоном

одной из них компенсировать разность хода m. Критерием компенсации будет то, что нулевую полосу в белом свете сделаем горизонтальной и неподвижной совершенно так, как только что изложено, и точность будет та же, что и в уравнении (18). Величина m будет вычислена из измеренного угла наклона компенсирующей пластинки. Но так как разность хода в воздухе будет компенсирована разностью хода в стекле, то отсюда возникает ошибка в $2-3^0/_0$, как было указано выше. Этот метод несколько точнее, чем методы определения по углу γ и угловой ширине σ, но менее точен, чем указанный в начале.

Теперь предстоит применить найденные методы к окончательной цели определения разности толщин двух зеркал.

7. Интерферометр с неравными зеркалами. Пусть толщина заднего зеркала (фиг. 1) с неподвижной нормалью равна $D+d$, а переднего D, так что уравнение (4) получит вид

$$\Delta = p\lambda = 2D\cos i' - 2(D+d)\cos i = 2D\varepsilon\sin i\sin\beta - 2d\cos i.$$

Как и для уравнения (5) переходим от i, β к ϑ, φ, ψ, ω, а потом от ϑ и φ к координатам проекции на экран, т. е. к величинам ξ, η и вместе с тем от параметров ψ, ε к параметрам μ и ν. Получим последовательно

$$\frac{p\lambda}{2D} = \varepsilon\sin\psi\cos\vartheta\sin\omega - \varepsilon\sin\psi\sin\vartheta\cos\varphi\cos\omega + \varepsilon\cos\psi\sin\vartheta\sin\varphi -$$

$$-\frac{d}{D}[\cos\vartheta\cos\omega + \sin\vartheta\cos\varphi\sin\omega] =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1+\xi^2+\eta^2}}\left[\nu\sin\omega - \frac{d}{D}\cos\omega - \left(\nu\cos\omega + \frac{d}{D}\sin\omega\right)\xi + \mu\eta\right].$$

Пренебрегая как и раньше, $\xi_2 \ll 1$ и $\eta_2 \ll 1$, и решая уравнение относительно η, находим

$$\eta = \frac{1}{\mu}\left[-\nu\sin\omega + \frac{d}{D}\cos\omega + \left(\nu\cos\omega + \frac{d}{D}\sin\omega\right)\xi + \frac{p\lambda}{2D}\right]. \quad (19)$$

Это уравнение преобразуем далее, прибавляя и вычитая в квадратных скобках величину $\frac{d}{D\cos\omega}$. Тогда

$$-\nu\sin\omega+\frac{d}{D}\cos\omega-\frac{d}{D\cos\omega}=-\frac{\sin\omega}{\cos\omega}\left(\nu\cos\omega+\frac{d}{D}\sin\omega\right)=-\nu'\sin\omega,$$

если обозначим

$$\nu'=\nu+\frac{d}{D}\operatorname{tg}\omega. \qquad (20)$$

Заменим коэффициент при ξ через $\nu'\cos\omega$ и обозначим еще $\frac{2d}{\cos\omega}=m'\lambda$. Тогда

$$\eta=\frac{1}{\mu}\left[-\nu'(\sin\omega-\xi\cos\omega)+\frac{(p+m')\lambda}{2D}\right]. \qquad (21)$$

Это уравнение отличается от уравнения (13) только штрихами при ν и m, и из него можно сразу же вывести следующие формулы для угла наклона к оси абсцисс и угловой ширины полос, аналогичные формулам (13) и (14):

$$\operatorname{tg}\gamma=\frac{\nu'}{\mu}\cos\omega; \qquad (22)$$

$$\sigma=\frac{\lambda}{2D}\frac{\cos\gamma}{\mu}=\frac{\lambda}{2D}\frac{\sin\gamma}{\nu'\cos\omega}. \qquad (23)$$

Преобразованное уравнение (21) показывает, что главным эффектом неравенства зеркал является введение постоянной разности хода $m'\lambda$, эквивалентной добавочной воздушной пластинке d, от которой происходит отражение под углом ω. Если мы повернем переднее зеркало вокруг вертикальной оси на угол $-\frac{d}{D}\operatorname{tg}\omega$, который в нашем случае ($\omega=45°$, $d\leqslant 0.01$ мм, $D=30$ мм) варьирует от $1'$ до 0, и начнем новый счет углов ν от этого нового положения, то интерферометр с неравными зеркалами ничем не будет отличаться (в нашем первом и достаточном приближении) от интерферометра с равными зеркалами, в который введена разность хода $\frac{2d}{\cos\omega}$. А так как мы не измеряем углы ν, то никогда не будет обнаружено, что шкалы их сдвинуты на $-\frac{d}{D}\operatorname{tg}\omega$.

Подбирая ощупью ν' так, как мы подбирали в предыдущем параграфе ν, например для того, чтобы нулевая полоса

вращалась вокруг начала координат, мы не заметим никакой разницы в последовательности явлений. Все, что сказано в предыдущем параграфе (292—295) относительно случая, когда $m \neq 0$, буквально применимо к случаю неравных зеркал. Такие же углы будет делать нулевая полоса с осью абсцисс (11); такое же соотношение между σ и m' для вертикальных полос (12); так же мы определим ось абсцисс и неподвижную полосу порядка $p = -m'$, и так же мы измерим величину m' или, варьируя длину волн монохроматических полос, или при помощи ширины и угла наклона нулевой белой полосы, или, наконец, при помощи компенсатора. Одинакова будет и чувствительность измерений, и в частности сохраняет свою силу уравнение (18). Отсюда легко определить и точность, до какой можно дойти, уничтожая разность толщин d зеркал сполированием выступов. Минимальная заметная толщина d определяется из условия $h = 0.57 = \frac{2d}{\lambda \cos \omega}$. При $\omega = 45^\circ$ наименьшее $d = 0.2\lambda$, что меньше обычной интерферометрической точности, но недалеко от нее.

Теперь задача решена. Остается лишь дать точное правило определения, какое из зеркал интерферометра имеет бо́льшую толщину. Оно вытекает непосредственно из уравнения (21). Если $\mu > 0$, то в поле зрения (ξ и η очень малы) можно считать $\nu' \sin \omega = \frac{m'\lambda}{D}$ и из (22) $\operatorname{tg} \gamma = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{\lambda}{2D} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \omega}$. При положительном m' имеем положительный угол γ с осью абсцисс, полосы лежат в первом ($x > 0$ и $y > 0$) и третьем квадранте системы координат (фиг. 6). Удобнее это правило выразить следующим образом. Если при уменьшении μ от положительных величин через нуль (широкие вертикальные полосы) к отрицательным, полосы переходят из первого (и третьего) квадранта к четвертому и (второму), то заднее (неподвижное) зеркало имеет бо́льшую толщину.

Когда свет падает по направлению B, а полосы наблюдаются в B', то нужно сделать следующие изменения, чтобы

сохранить смысл и знаки всех формул: в фиг. 1 чертеж сферы S перенести в направление B', как зеркальное изображение в пластинке a; изменить направление N и N' на прямо противоположное; сделать зеркальное изображение фиг. 4, 5, 6 и 7 относительно NV. Тогда и вышесказанное правило остается без изменения, но следует помнить, что положительное направление оси абсцисс идет влево от наблюдателя, смотрящего по стрелке B', и что нужно вновь удостовериться, какое движение винта H поднимает конец нормали N' вверх ($\mu > 0$).

8. *Реальный интерферометр. Зеркала из воздушного слоя, ограниченного стеклянными пластинками.* Как уже было сказано, в обычных случаях переход от идеализированного интерферометра к реальному делается очень просто и представляет небольшую поправку, едва превышающую точность нашего приближения. Действительно, для разности хода, которую вводит одно зеркало между двумя лучами, нужно в реальном случае взять формулу (1) вместо (2). Уже сразу видно, что поправка не велика, так как отношение $\frac{g}{2D+g}$ вообще мало. В нашем интерферометре $g=6$ мм, $D=30$ мм и отношение равно $^1/_{11}$. Но поправку можно свести до полупроцента, если ввести следующим образом некоторый постоянный множитель. Пользуясь формулой (1), найдем для разности хода, которую вносят оба зеркала интерферометра, выражение

$$\Delta = p\lambda = (2D + g)(\cos i' - \cos i) \mp ng(\cos r' - \cos r).$$

Докажем, что отношение второго члена к первому в зависимости от изменения угла i внутри поля зрения остается постоянным в пределах приблизительно полупроцента. Для этого найдем приближенное выражение для $n \cos r'$ при малом угле ε между нормалями зеркал:

$$n \cos r' = \sqrt{n^2 - \sin^2 i'} = \sqrt{n^2 - 1 + (\cos i + \varepsilon \sin i \sin \beta)^2} =$$
$$= \sqrt{n^2 - \sin^2 i + 2\varepsilon \sin i \cos i \sin \beta} = n \cos r + \frac{\varepsilon \sin i \cos i \sin \beta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}.$$

Пользуясь приближением формулы (5) для первого члена, находим для искомого отношения

$$\pm \frac{g}{2D+g} \cdot \frac{\cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \cdot$$

Второй множитель не зависит от β; он падает от $\frac{1}{n} = 0.67$ при $i = 0$ до нуля при $i = \frac{\pi}{2}$. В пределах поля зрения от $i = 35°$ до $i = 55°$ он изменяется лишь от 0.59 до 0.46, так что вариация всего отношения остается в пределах от 0.054 до 0.042, если взять для g и D указанные выше значения.

Следовательно, можно принять, что мы имеем дело с зеркалами из воздушной пластинки толщиной в $(1 \pm 0.048) \times \times (2D+g)$ мм. И отсюда при вычислении разности хода никогда не возникнет ошибки, превышающей 0.6% истинной величины. При выводе приближенных уравнений настоящей статьи иногда делались ошибки в три раза больше.

Здесь уместно сказать несколько слов о некоторых деталях работы с интерферометрами нашего типа.

а) Первое приближение, которым мы ограничивались во всех рассмотрениях, вполне правильно описывает характер явления и обеспечивает нужную точность измерений, если мы будем, по возможности, держаться центра поля зрения. Но его недостаточность часто видна уже наглаз, так как не всегда полосы бывают в точности прямолинейны. Вертикальные полосы обнаруживают на краях поля зрения вполне заметные искривления.

б) Гораздо важнее вопрос о параллелизме пластинок a и b каждого зеркала, что отмечено было выше. Мы еще раз остановимся на нем прежде всего потому, что здесь лежит ограничение точности регулировки интерферометра. Выше мы видели, что можно добиться уменьшения угла ν (или ν') до $0''.2$. Но, конечно, эта точность имеет смысл только в том случае, если с такою же точностью параллельны пластинки a и b, иначе направление нормалей N к ним становится неопределенным. Между тем обычно в этих случаях, когда

пластинки сильно раздвинуты, неудобно применять для параллелизации интерференционные методы, и приходится прибегать к более грубому методу автоколлимации. Поэтому нужно принять все меры к тому, чтобы этот метод применялся с наибольшей эффективностью. Фокус автоколлимационной трубы должен быть около 2 м, а диаметр объектива порядка 10 см, чтобы обеспечить разрешающую силу приблизительно в 1.5″ и возможность при помощи большой плоской поверхности того же размера установить автоколлимацией фокальную плоскость трубы. Если установить последнюю по зеркалам интерферометра, которые часто имеют между оправами просвет по нормали лишь в 2—3 см, то можно сделать ошибку в установке параллелизма в несколько секунд, а это уже соответствует разности толщин в разных местах одного зеркала до 1—1.5 длин волн. В первых опытах по измерению разности толщин зеркал, которые были предприняты наскоро, без достаточного теоретического анализа, совместно с Г. С. Кватером и А. И. Салищевым, главным дефектом была недостаточная параллельность пластинок. Вследствие этого наблюдались некоторые непонятные явления, хотя измерения по углу наклона пластинок и методом компенсации дали результаты недурные. Все это и вызвало изложенный здесь более детальный разбор геометрии явления, результаты которого оправдались, после того как пластинки были параллелизованы А. И Салищевым до долей секунды.

Последний практический критерий достаточной параллельности пластинок одного зеркала — это возможность получить резкие полосы в параллельном свете, причем точно в главном фокусе фокусируются и источник света и полосы. Малейший дефект в параллельности пластинок сказывается в расплывании полос; чтобы получить их вновь резкими, нужно сделать пучок света расходящимся и изменить плоскость фокусировки, причем часто получаются различные фокусы для различных частей интерференционной картины. В этом случае мы переходим от полос равного наклона к полосам равной толщины.

Теория последней несомненно настолько сложна, что не окупилось бы время, затраченное на ее разработку. Поэтому, в случае не вполне параллельных пластинок приходится вести установку интерферометра чисто эмпирически, руководствуясь лишь самыми общими соображениями.

в) Чтобы сделать пучок расходящимся и не слишком уменьшить предельный угол поля зрения, нужно проектировать источник света внутрь интерферометра, например в точку K. Если проектирующая линза достаточно короткофокусна и, следовательно, изображение источника света (обычно кратер вольтовой дуги) можно практически считать точкой, то полосы в этом случае, как и при любом явлении интерференции, будут резки в любой точке пространства: они не локализованы. Линзу O тогда можно убрать, и мы получим проекцию полос на экране, аналогичную „теневой" проекции. При этом для расчета угловой ширины полос нужно считать за F расстояние от изображения источника света до экрана. Чем дальше пластинки a и b от параллельности, тем более изображение источника света должно походить на точку, тем меньше оно должно быть, чтобы полосы были резки. Так как часто при установке интерферометра приходится временно иметь дело с плохой параллельностью пластинок, то выгодно сначала все детали регулировки проделать при подобной теневой проекции и лишь при окончании совершенной сборки переходить на параллельные пучки света, если позволяет качество поверхностей.

г) До сих пор мы предполагали, что движения регулировочных винтов стоек зеркал вполне совершенны, и вращение около одной оси не сбивает другой. На самом деле это не так: интерферометры в конце концов работают ответственно только в неподвижном состоянии; измерения заключаются в счете проходящих полос; регулировочные же винты представляют чисто вспомогательный механизм, который, конечно, не строится с такой аккуратностью, чтобы с его помощью можно было измерять секунды. Поэтому все изменения при-

ходится делать, подправляя одно движение другим и, разумеется, о точности в доли секунды или даже 2—3 сек. говорить не приходится.

д) Это подводит нас к основному вопросу: нужно ли в интерферометре Жамена добиваться зеркал одинаковой толщины? Уравнения (12)—(23) дают ясный ответ: этого делать не нужно, если только нет совершенно специальных целей. От интерферометра требуется, чтобы было легко считать полосы при введении разности хода и легко изменять их ширину. Уравнение (21) показывает, что, установив наклонные при $m' \neq 0$ нулевые полосы где-нибудь около начала координат $\left(p=0,\ \xi=\eta=0,\ \nu' \sin\omega = \frac{m'\lambda}{2D}\right)$, мы заставляем их двигаться вверх, прибавляя некоторое m к m', т. е. вводя подлежащую измерению разность хода в интерферометр. Параметр μ и в этом случае исключительно заведует шириной полос при неизменном ν', как говорят уравнения (22) и (23). Таким образом, все требования выполнены: если мы проектируем для наблюдения аномальной дисперсии нулевые полосы на вертикальную щель спектрографа, то получаем горизонтальные полосы в спектре, несмотря на любой наклон полос в плоскости щели. Наклон меняет в спектре лишь ширину полос, которая равна как раз $\frac{\sigma}{\cos\gamma}$ и регулируется одним только параметром μ.

Единственное соображение, которое заставляет стремиться к уменьшению γ, это то, что при конечной ширине щели и наклонных полосах, в разных точках горизонтального сечения щели будут различные по яркости части интерференционных полос, и, таким образом, при аномальной дисперсии будет уменьшаться несколько разрешающая сила вертикальных линий. Однако для избежания этого во всяком случае достаточно уменьшить γ до 5°, что соответствует при обычной нулевой ширине полос $\sigma = \frac{1}{200}$ разности толщины d зеркал в 3 μ. Таким образом, практическая задача чрезвычайно

упрощается: нужно сполировать выступы так, чтобы нулевые полосы не имели наклона к горизонту более 5°. Главным затруднением в установке интерферометра является не неравенство толщин, а непараллельность пластинок.

е) Неравенство толщин зеркал не только не вредно во многих случаях, но подчас может даже принести большую пользу. Обычно при исследовании аномальной дисперсии горизонтальные интерференционные полосы проектируются на вертикальную щель спектрографа. Но иногда по ходу исследования нужно сделать интерферометр вертикальным, оставляя спектрограф горизонтальным или как раз наоборот.

Тогда необходимо повернуть полосы на 90°, чтобы они оставались перпендикулярными щели. До сих пор это делалось повторной призмой, которая является источником больших неудобств, а также значительной потери интенсивности света. Но несравненно легче и совершеннее можно достигнуть того же, либо вводя разность хода в обычный интерферометр, либо преднамеренно изготовляя оба зеркала неравными по толщине. Формула (12) показывает, какую нужно вести для этого разность хода. Если возьмем часто встречающийся случай полос шириной в 1 мм при проектирующей линзе в 200 мм $\left(\sigma=\frac{1}{200}\right)$, то нужно ввести разность хода $m=\frac{1}{\sigma}=$ $=200$ длин волн или 0.1 мм или же подобрать разность толщин d зеркал так, что $\frac{2D}{\cos\omega}=200\ \lambda$, откуда $d=0.035$ мм.

Последнее легко сделать сошлифовывая выступы, на которые опираются пластинки a и b.

ж) Если таким образом в практике наблюдения аномальной дисперсии не нужно точно измерять разности толщин зеркал, то существуют задачи, где предельная точность измерения является конечной целью. Первая задача — это изготовление плоскопараллельных пластинок. Обычно отступление от параллельности контролируется на приборе Аббе. Проектируя уменьшенное изображение в 2—3 мм^2 источника света на

пластинку, наблюдаем в отраженном свете ко́льца, обусловленные интерференцией лучей, отраженных от передней и задней поверхностей. Если двигать пластинку поперек падающих лучей, то ошибки параллельности сказываются в смещении колец. Здесь мы, как бы измеряя всю толщину (двойную) пластинки, замечаем, что она не одинакова в разных ее местах. Большая разность хода требует однородного света с очень тонкими линиями, и в сущности трудно итти далее толщины в 20—30 мм. Между тем, принципиально неправильно измерять толщину, когда нас интересует только разность толщин в разных местах. Нужно сравнивать разные места пластинки друг с другом в модифицированной установке Жамена. Свет отражается под углом 45° от одной части пластинки, а затем его возвращают назад (прямоугольная призма, две пентапризмы) так, чтобы он падал под углом 45° на другую часть пластинки.[1] Вводимые разности хода вычитаются друг из друга, и при небольших отступлениях от параллельности можно работать в белом свете. Стремление построить такой прибор, от которого можно ожидать больших удобств (и точности) в употреблении, было в значительной мере причиной анализа разобранных выше явлений.

Другая задача — изготовление пластинок одинаковой толщины для эшелонных спектроскопов. Обычно для эшелона полируется одна большая плоскопараллельная пластина, из которой вырезываются отдельные пластинки эшелона. Трудности изготовления больших пластин быстро растут с размерами, и этим ставится предел производству очень больших эшелонов, например в 100 пластин. Изготовление отдельных одинаковых пластин тоже пока слишком трудно. Но уже методы полировки на твердых поверхностях, разработанные в Государственном Оптическом институте, настолько ускоряют и делают уверенным процесс изготовления плоских

[1] См., например, Жамен, Маскар, Кеттелер; литература у: E. Gehrcke, Handb. phys. Optik, I, 1926, p. 448.

поверхностей, что, вероятно, скоро остановка будет только за быстрым и легким способом сравнения толщин пластинок. Явления, дискутированные выше, могут служить началом выработки такого способа.

9. Стеклянный интерферометр Жамена. Для последних двух намеченных нами задач существенно развить геометрическую сторону интерференционных явлений в том случае, когда зеркала интерферометра Жамена состоят из сплошных стеклянных пластинок. Кроме того, подобные интерферометры еще употребляются и будут употребляться для многих задач, потому что, как указано в § 1, они имеют преимущество простоты конструкции и манипуляций. Но, с одной стороны, теория стеклянного интерферометра, как увидим далее, значительно сложнее, чем воздушного; с другой, при построении интерферометра со стеклянными пластинками не возникает задачи подгонки зеркал на равенство толщин. Поэтому исключительно для полноты напомним здесь основные черты различия интерференционных явлений для воздушных и стеклянных пластинок.

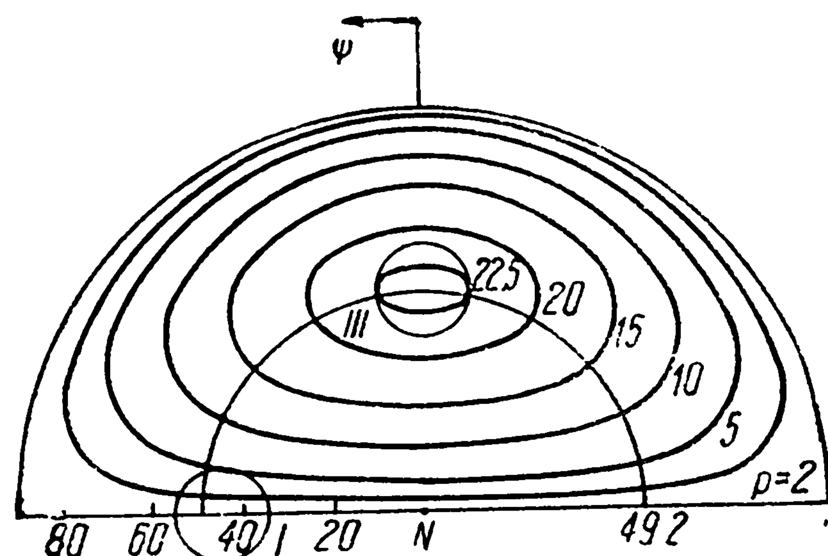
Вместо формул (2) для разности хода вступает в силу формула (3), и тогда в случае равных толщин

$$\Delta = p\lambda = 2Dn(\cos r' - \cos r) = 2D\varepsilon \sin i \sin\beta \frac{\cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}},$$

как выше, в предыдущем параграфе. Задавая β, вычисляем i и находим ряд кривых равной разности хода различных порядков, которые для частного случая $D = 30$ мм, $n = 1.5$, $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-4}$ мм нанесены на фиг. 8. Существенное отличие от воздушных пластинок заключается в том, что кривые являются замкнутыми. Это, впрочем, сразу видно из того, что при любом β величина Δ равна 0 не только при $i = 0$, но и при $i = \frac{\pi}{2}$, для некоторого же среднего i ($= 49^\circ.1$ для $n = 1.5$)[1] она имеет максимальное значение. Фиг. 8 вполне

[1] См.: Ketteler, l. c.

соответствует фиг. 5 (ее верхней части); она также воспроизводит случай $\psi=0$ ($\nu=0$), и если бы можно было изменять только параметр ψ, оставляя ε неизменным, то, вращая фиг. 8 по стрелке, мы видели бы, как проходят через поле зрения полосы и как они изменяют свою форму. При повороте ψ на $\pi/2$ мы имели бы в поле зрения замкнутые фигуры с центром при $i=49^\circ.1$ ($n=1.5$). Максимальное возможное p равно 22.92. Полоса, соответствующая минимуму $p=22.5$, целиком умещается в поле зрения. Отсюда уже ясно, что в этом случае, несомненно, первое приближение относительно ξ и η, которое до известной степени удовлетворяло нас при воздушных пластинках, здесь теряет всякий смысл.



Фиг. 8.

С другой стороны, интерферометр Жамена всегда употребляется при ν, почти равном нулю в непосредственной близости к горизонтальным нулевым полосам. При достаточно малом поле зрения тогда все же первое приближение удовлетворительно, как показывает фиг. 8. Однако в этом случае теория просто совсем не нужна. Чтобы овладеть вполне интерферометром, нужно знать только следующее: при вращении винта, изменяющего ν, полосы подвигаются вверх или вниз, а вращение винта, изменяющего параметр μ, их расширяет.

Для намеченных же выше задач необходимо перейти ко второму приближению, которое развивать здесь не место.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ВИБРАТОРОВ В СПЕКТРАХ АТОМОВ[4]



1. Определение задачи*

Независимо от какой-либо теории известно, что внутри любого атома происходят периодические колебания. Анализ спектров вскрывает эти колебания и находит, с одной стороны, периоды их, с другой — их относительную интенсивность. Эти два ряда чисел вполне определяют спектроскопию атома. Подходящая теория должна, во-первых, оправдать и объяснить эти числа, во-вторых, вывести из них все спектроскопические свойства атома. Чем более совершенна физическая теория, тем более непосредственно она апеллирует при предсказании свойств материи прямо к указанным двум рядам чисел; с другой стороны, она тем более стремится вычислить измеренные периоды и интенсивности, проверяя тем самым правильность основных своих постулатов и совершенство своих методов.

Отсюда следует, что указанные два ряда чисел представляют самый важный и основной запас сведений об атомах, который должен быть собран со всевозможной полнотой. С течением времени методы теории усовершенствуются настолько, что превзойдена будет необходимость экспериментального определения периодов и интенсивностей, и это уже так для простейших случаев, например для атома водорода. Однако это время еще не близко, и в настоящий момент теория настоятельно требует полного набора данных

* [Работа выполнена совместно с Н. П. Пенкиным.]

о периодах и интенсивностях колебаний как для проверки, так и в качестве отправного пункта.

Значительная часть более простых определений, касающихся периодов колебаний, уже выполнена. В этом отношении исследовано около $^2/_3$ всех атомов. Вопрос об исследовании интенсивностей колебаний, как более трудный, находится в стадии гораздо более примитивной. Здесь заканчивается лишь принципиальное освещение вопроса, и количество экспериментальных данных пока очень мало.

Настоящая работа имеет целью устранить ряд трудностей, которые стояли до сих пор на пути применения метода дисперсии для измерения интенсивностей, и поставить вопрос о систематическом измерении интенсивностей у возможно большего числа атомов, может быть, даже у всех.

Само представление о периодах колебаний и об их интенсивностях не могло быть сформулировано вполне ясно до теории Бора. До нее, на почве теории квазиупругого электрона, единственными вибраторами в атоме являлись электроны.

Различие сил, притягивающих электроны к положению равновесия, определяло различие периодов колебаний. Число электронов в атоме, соответствующих этим периодам, обусловливало интенсивность излучаемых линий.

Однако поражающее иногда изобилие линий в спектре, в особенности огромное число линий в длинных сериях, ни в какой мере не соответствовало обычным представлениям о числе электронов или степеней их свободы в атоме.

Представления Бора о возможных состояниях движения электрона около ядра без излучения и о переходе его из одного из таких состояний в другое с излучением волны определенного периода — развязали электрон. Они признали за ним возможность сколь угодно большого числа периодов колебаний, как будто разных вибраторов было безграничное количество. Однако если общее число электронов в 1 см^3 известно, то, как оказалось впоследствии, сумма всех чисел

всевозможных вибраторов не должна превышать этого общего числа. Например для однородного газа из одноэлектронных атомов

$$\sum_{ik} f_{ik} = 1,$$

если f_{ik} означают числа различных вибраторов в одном атоме. В данном случае это — необходимо дробные числа; один электрон является представителем многих вибраторов с различными периодами. Первоначально, при формальном переносе понятия о колебаниях с классической теории на испускание или поглощение монохроматического кванта при переходе из одного состояния движения электрона в другое, числа f_{ik} совершенно формально были названы „силами вибраторов". Или же, избегая конкретизации модели, просто называли их „числами f", что сохранилось отчасти и до сих пор.

Список данных, касающихся периодов колебаний для каждого атома Бора, сократился во много раз; он заменился списком уровней энергии состояний движения электрона, или термов, разность которых определяет период излучаемого монохроматического кванта. Список сил вибраторов остался прежним, так как попрежнему каждой спектральной линии соответствует особый вибратор или особый процесс определенной интенсивности.

Сама природа квантовых явлений, именно мгновенное выстреливание, или — что еще труднее для представления — мгновенное внедрение, поглощение непременно цельного, всегда одинакового кванта, без понимания механизма этих актов с самого начала привела к связи между силой вибраторов и вероятностью этих актов (Фюхтбауер,[1] Ладенбург[2]). Если измерен коэффициент поглощения — он связан с силой вибратора — и известна величина кванта, мы знаем среднее число квантов, поглощаемых в 1 см^3 за секунду, а отсюда —

[1] Chr. Füchtbauer, Phys. Ztschr., **21**, p. 322, 1920.
[2] R. Ladenburg, Ztschr. f. Phys., **4**, p. 451, 1921.

вероятность поглощения кванта одним атомом. Впервые, и пока робко, появляется понятие о вероятности, обусловленное пока непониманием механизма явления.

Термодинамические соображения, касающиеся равновесия материи в поле излучения (Эйнштейн[1]) приводят к связи между силой вибратора f_{ik} и вероятностью A_{ki} спонтанного излучения возбужденного атома

$$f_{ik} = A_{ki} \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{\tau_{ki}}{3}. \qquad (1)$$

Здесь A_{ik} относится к переходу атома из возбужденного (верхнего) состояния k в нормальное (нижнее) состояние i. Величины g_i и g_k — веса состояний i и k в случае вырождения, и τ_{ki} — „время жизни" классического электронного вибратора с периодом T_{ki}. Квантовая механика с точностью, вполне достаточной для современного эксперимента, предвычисляет в простейших случаях вероятности, или, иначе, силы вибраторов. Вычисления в более сложных случаях (школы Хартри и В. А. Фока), контролируемые измерениями сил вибраторов, дают сведения о характерных особенностях отдельных атомов. Таким образом, вопрос о силах вибраторов стоит и в центре внимания теоретической мысли и в центре практического вычисления свойств атомов.

При повышении температуры газа под действием радиации и столкновений, атом переходит из нижнего состояния i в более высокое k, и относительное число атомов N_k/N_i на двух уровнях регулируется температурой согласно закону Больтцмана.

Пусть для двух линий λ_{im} и λ_{kn} известны силы вибраторов f_{im} и f_{kn}. Измерение относительных интенсивностей линий испускания или поглощения или дисперсии около этих линий дает отношение $\frac{N_k f_{kn}}{N_i f_{im}}$, и отсюда — температуру газа, если известны силы вибраторов f. Это — важный метод опреде-

[1] A. Einstein, Phys. Ztschr., **18**, p. 121, 1917.

ления температур в звездных атмосферах. Вообще в астрофизике, где контур линии зависит от разнообразных причин, знание сил вибраторов является делом первостепенной важности из чисто прикладных соображений.

2. Методы измерения сил вибраторов

Для определения сил вибраторов существуют три метода, основанных на явлениях: 1) лучеиспускания, 2) поглощения и 3) дисперсии. Обзор результатов дан у Филиппова[1] по всем трем методам и у Корфа и Брейта[2] по методу дисперсии. Краткая характеристика последних русских работ и работ школы Ладенбурга дана у Е. Бухвальда.[3] О работах за последние 8 лет будет кратко сказано далее.

Из сопоставления результатов и методов выясняется следующее.

Метод лучеиспускания (сравнение яркостей двух спектральных линий) наиболее чувствителен. Он позволяет измерять отношение сил вибраторов для столь слабых линий, которые недоступны для измерения методами поглощения и дисперсии, и потому дает указания на структуру даже самых мелких деталей атома. Так, например, переходы между высокими уровнями могут быть исследованы только по методу испускания.

Даже самое слабое испускание доступно наблюдению в спектрографе благодаря его полному контрасту с черным фоном и еще тому обстоятельству, что чувствительность метода может быть увеличена почти безгранично одним увеличением времени экспозиции.

---

[1] А. Н. Филиппов, Труды Гос. Оптич. инст., **8**, вып. 85, стр. 1—118, 1932.

[2] A. Korff a. G. Breit, Rev. Mod. Phys., **4**, pp. 471—503, 1932.

[3] E. Buchwald. Die Physik in regelmässigen Berichten, **1**, SS, 179—192, 182—185, 1933.

Метод поглощения уступает по чувствительности методу лучеиспускания. Возможность измерения слабого поглощения определяется порогом восприятия относительной интенсивности света глазом или фотографической пластинкой.

Метод дисперсии наименее чувствителен.

Всякий, кто наблюдал появление аномальной дисперсии при испарении вещества, знает, что на фоне сплошного спектра очень тонкая линия поглощения возникает гораздо раньше, чем наблюдается разрыв кривой дисперсии около линии. Это понятно, так как центр явления лежит в центре линии, при полном резонансе. Метод лучеиспускания гораздо чувствительнее метода поглощения, а последний только в несколько раз чувствительнее метода дисперсии.

К сожалению, самая чувствительность метода лучеиспускания является в то же время причиной малой точности измерения сил вибраторов. Вообще при работе по методам лучеиспускания и поглощения нужно было бы знать распределение яркости или коэффициента поглощения в узкой спектральной линии, шириной порядка нескольких сотых, самое большое, десятых долей ангстрема. Но часто разрешающая сила спектрографа оказывается того же порядка величины, или даже покрывает ее. Это особенно существенно уменьшает точность определений сил вибраторов по линии поглощения, площадь которой пропорциональна силе вибратора. В линиях лучеиспускания в первом приближении можно, расширив щель, считать освещенности изображений щели пропорциональными силам вибраторов.

Однако это лишь в первом приближении и в особо благоприятных обстоятельствах. Поглощение испускающего слоя и во многих случаях лучеиспускание поглощающего слоя сильно усложняют вопрос о кривой распределения яркости и поглощения в узкой линии. Бывали примеры, что силы вибраторов даже в относительных измерениях были искажены до неузнаваемости.

Кроме того, в случае лучеиспускания почти всегда трудно определить даже приблизительно температуру лучеиспускающего слоя и условия лучеиспускания, что в значительной мере обесценивает результаты сравнения яркостей линий.

Методы лучеиспускания и поглощения сводятся к фотографической фотометрии, которая в наилучшем случае ограничивает точность несколькими процентами.

Метод дисперсии, вообще менее чувствительный, позволяет исследовать только более интенсивные линии, но зато он не подвержен указанным недостаткам. Наряду с этим он более сложен, требует более тонкой аппаратуры; пока он не разработан детально, он является также более трудным. Если иметь в виду то его видоизменение, которое связано с измерением магнитного вращения плоскости поляризации около линии (Ладенбург,[1] Минковский[2]), то он дает хорошие результаты и с простыми средствами. Но тогда область его применения не велика, и он пригоден почти исключительно для измерения сил вибраторов весьма интенсивных линий. Поэтому практика последних десятилетий остановилась на измерении дисперсии в парах, употребляя так называемый „метод крюков“.

До сих пор возможно было применить этот метод к изучению сил вибраторов в парах только при невысокой температуре, не превышающей 1200° С. Этим исключается возможность изучения больше половины всех элементов. Поставленная в настоящей работе задача заключается в том, чтобы ввести в круг исследования также все тугоплавкие, трудно испаряющиеся элементы, а легко испаряющиеся исследовать при высокой температуре, которая ближе подходит к температуре звездных атмосфер.

---

[1] R. Ladenburg, Ann. d. Phys., **38**, p. 247, 1912.

[2] R. Minkowski, Ann. d. Phys., **66**, p. 206, 1921; Phys. Ztschr., 23, p. 62, 1922; Ztschr. f. Phys. **63**, p. 198, 1930.

3. Цель предварительной работы и метод крюков

Для измерения силы вибраторов в громадном большинстве случаев достаточно довести температуру исследуемого объекта до 3000°. Но получение таких температур в лабораторных условиях на значительной длине представляет большие затруднения уже для простого исследования лучеиспускания и поглощения, как это видно из многочисленных работ Кинга. Тем более серьезных затруднений можно было ожидать при измерении сил вибраторов по методу крюков, когда печь должна быть введена в интерферометр.

Настоящая работа имеет предварительный характер. Цель ее — выяснить, возможно ли систематическое исследование сил вибраторов большинства (если не всех) тугоплавких элементов при высоких температурах, наметить все возникающие затруднения и определить отдельные разветвления и план будущих работ.

Вопросы, подлежащие разрешению, и ожидаемые затруднения — следующие:

1. Конструирование и изготовление интерферометра большого размера, допускающего введение в один из интерферирующих пучков громоздкой печи с высокой температурой.

2. Конструирование и изготовление печи с заданной предельной температурой и понижающего трансформатора для ее питания.

3. Детальное изучение взаимодействия тела нагрева печи с испаряемым в ней металлом.

4. Выяснение наилучших условий работы установки, состоящей из интерферометра, спектрографа и высокотемпературной печи.

5. Возможности предельного повышения температуры в печи в условиях вышеуказанной установки и выяснение возможности перевода электрона на высокие орбиты (возможная ионизация).

6. Конструирование и изготовление спектрографа для ультрафиолетовой части спектра и подбор подходящего источника сплошного спектра.

7. Повышение точности измерений сил вибраторов методом крюков и его применение к измерению в многолинейных спектрах.

8. Установление программы ближайших работ.

Даже эти предварительные вопросы далеко не все были разрешены окончательно. Тем не менее многое настолько выяснилось, что уже теперь рационально изложить полученные результаты и точки зрения.

В этом параграфе будет дана краткая сводка ответов на поставленные вопросы. В следующих параграфах некоторые вопросы будут освещены несколько подробнее.

Чтобы ясно понимать положение вопроса, необходимо кратко напомнить принцип и оптическую схему метода крюков, хотя он уже неоднократно излагался в статьях и учебниках.[1]

В интерферометре [[2]], состоящем из двух стоек AB и $A'B'$ (фиг. 1), зеркала A и B, A' и B' в точности параллельны, а расстояние AB в точности равно $A'B'$. Зеркала A и B' платинированы полупрозрачным слоем, A' и B алюминированы непрозрачным. Интерферируют лучи $DAA'B'S$ и $DABB'S$. Каждая стойка с парой зеркал эквивалентна одному зеркалу Жамена. Горизонтальные полосы интерферометра $ABA'B'$ проектируются линзой L на вертикальную щель спектрографа S. На пути луча BB' стоит эвакуированная печь с раскаленной графитовой трубкой gg. Разность хода, вносимая печью в интерферометр, компенсируется в луче AA' эвакуированной трубкой T той же длины и

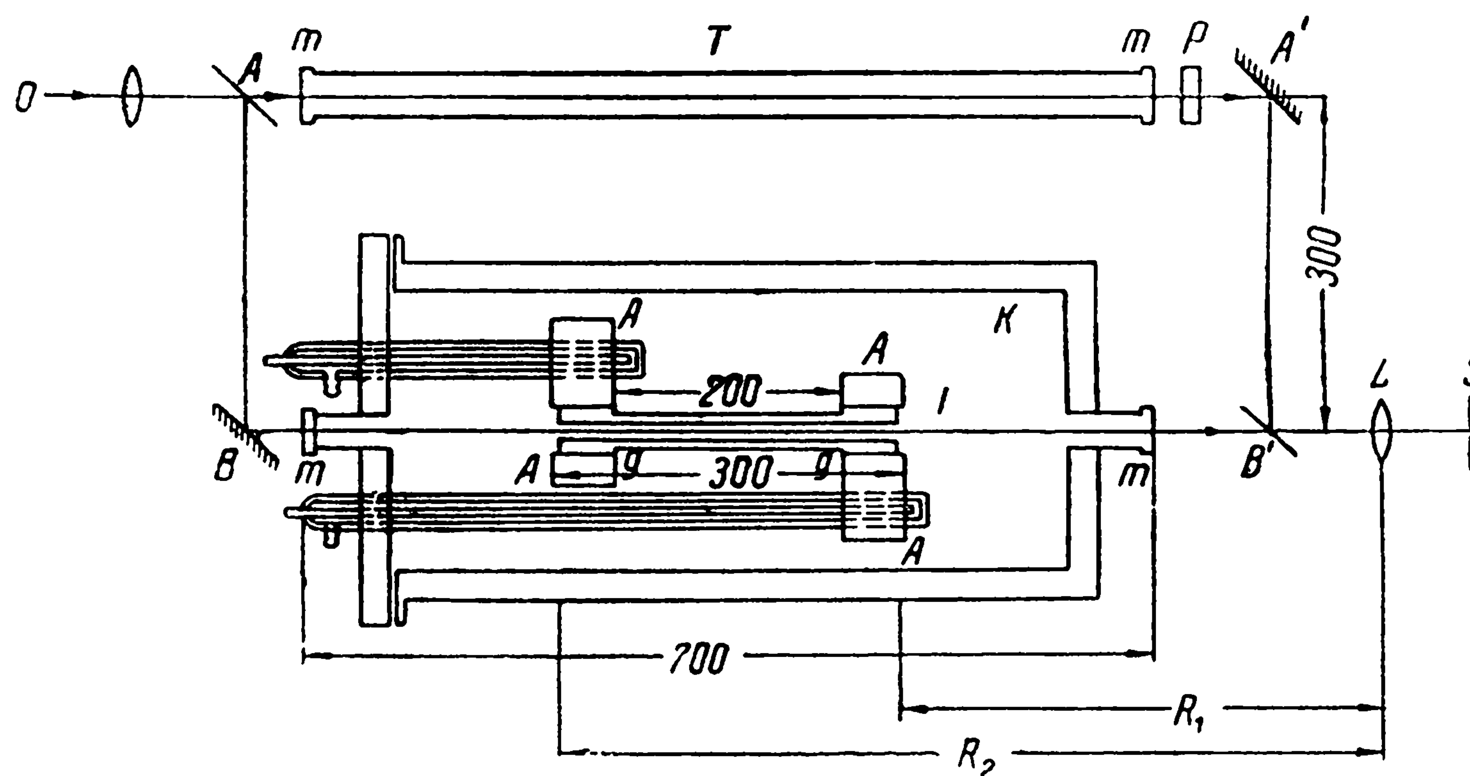
---

[1] Д. С. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах натрия (магист. дисс.). СПб., 1912. — Д. С. Рождественский. Простые соотношения в спектрах щелочных металлов (докт. дисс.). СПб., 1915 [[3]].

с такими же пластинками на концах. В спектрографе нулевая интерференционная полоса чертит кривую дисперсии паров

$$n-1=\sum_{ik}\frac{e^2}{4\pi mc^2}\cdot\lambda_{ik}^3 N_{ik}\left(1-\frac{N_k g_i}{N_i g_k}\right)\frac{1}{\lambda-\lambda_{ik}}=\sum_j\frac{\alpha_j}{\lambda-\lambda_j}, \quad (2)$$

где n — показатель преломления; e и m — заряд и масса электрона; c — скорость света; N_i — число атомов в 1 см^3



Фиг. 1.

паров в состоянии i; отрицательный член дает отрицательную дисперсию от всего числа N_k атомов в состоянии k; λ_{ik} — длина волны линии, соответствующая переходу атома с уровня k на уровень i.

Сумма справа дает то же в понятном сокращенном обозначении. Будем считать в дальнейшем, что практически $N_k=0$.

Если вставить в пучок AA' плоскопараллельное стекло P, то кривая дисперсии образует около линий поглощения крюки, как на фиг. 5. Для длины волны максимума и минимума каждого крюка λ_a (на фиг. 5, a имеет значение от 1 до 6) имеет место уравнение

$$\sum_j\frac{\beta_j}{(\lambda_a-\lambda_j)^2}=1, \quad (3)$$

где $\beta_j = \frac{\alpha_j d}{k}$, причем d — длина столба паров, а k зависит для данной длины волны от вставленного стекла P, именно

$$k = \left(\frac{\mu - 1}{\lambda} - \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}\right) d'. \tag{4}$$

Здесь μ — показатель преломления стекла, d' — его толщина. Если имеется только одна линия λ_0, то очевидно, что при измеренных $\delta_1 = \lambda_0 - \lambda_1 = \delta_2 = \lambda_2 - \lambda_0$ и при известной плотности паров легко находится соответствующее данной линии число β_0 из равенства

$$\beta_0 = \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right)^2, \tag{5}$$

а последнее пропорционально числу f.

При нескольких близких линиях можно свести, как будет показано дальше, измерения величин β к измерению разности длин волн между максимумами двух крюков с той и другой стороны от линии поглощения, аналогично измерению суммы $(\delta_1 + \delta_2)$ для одной линии.

В этом и заключается достоинство метода крюков. Измерение сил вибраторов сводится к измерению разности длин волн для максимумов крюков. Таким образом обходится неточность фотометрических измерений вообще и фотографической фотометрии в особенности.

Для получения при измерении сил вибраторов точности порядка 1% нужно, чтобы расстояние $2\Delta = \delta_1 + \delta_2$ было не меньше 0.5 Å для обычно употребляемой дисперсии. Таким образом, метод дисперсии дает необходимую точность, когда максимумы крюков отстоят от центра явления не менее чем на 0.25 Å, т. е. примерно в 5 раз шире, чем область, в которой оперируют методы лучеиспускания и поглощения.

Если трубка gg закрыта с обоих концов и столб паров имеет строго определенную длину d, то можно измерить при известной плотности паров абсолютные величины f.

Такие измерения начал и разработал для Tl и Na Г. С. Кватер.[1]

Если столб паров не имеет твердых ограничений, то возможно измерять лишь относительные величины f, которые тоже имеют большую важность. Русской школой в особенности детально измерены отношения сил вибраторов для длинных главных серий поглощения — сначала Филипповым и Прокофьевым[2] для Na и Tl и затем Филипповым[3] и его учениками для Li, K, Ba. Кроме того, имеется ряд более случайных, но интересных работ по определению соотношения сил вибраторов для отдельных линий. В настоящее время систематически исследуются более легкоплавкие элементы, именно элементы 1, 2 и 3-й групп периодической системы.

4. Интерферометр и печь Кинга

При расширении работ по аномальной дисперсии на тугоплавкие элементы встает целый ряд технических затруднений. Они в своих основных пунктах были преодолены в настоящей предварительной работе, хотя в дальнейшем предстоит еще сделать много других усовершенствований.

Прежде всего, возбуждает сомнение введение внутрь интерферометра громадной печи, диаметром около 40 см, длиной в 75 см, с телом нагрева, раскаленным до высочайших температур.

Чтобы ввести эту печь, нужно увеличить размеры стоек интерферометра до 30 см, т. е. в 5 раз против обычно употребляемых, причем трудности возрастают приблизительно в кубе, как прогиб балки от длины, иначе говоря, в 100 раз.

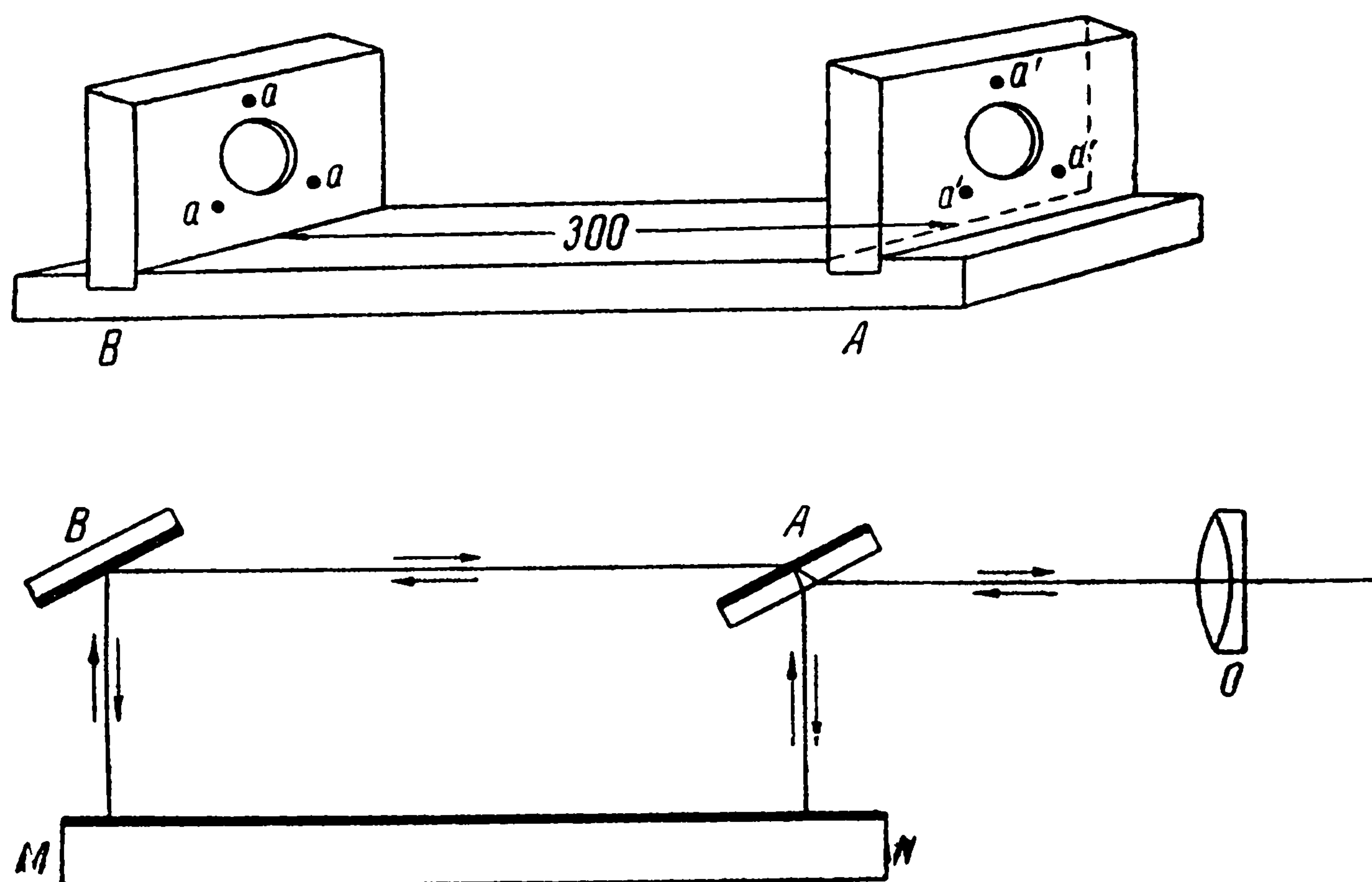
---

[1] Г. С. Кватер, ЖЭТФ, **2**, стр. 4, 1941.

[2] A. Filippov u. W. Prokofjew, Ztschr. f. Phys., **56**, p. 458, 1929.

[3] А. Н. Филиппов, Труды Гос. Оптич. инст., **8**, вып. 85, стр. 1—118, 1932.

В интерферометрах более удобной конструкции [4], чем интерферометр Маха (фиг. 1): 1) зеркала A и B должны находиться на большом расстоянии, 2) они должны быть параллельны друг другу до долей секунды, 3) параллельность должна оставаться неизменной и 4) равенство $AB = A'B'$ должно быть соблюдено лишь с небольшой точностью до



Фиг. 2.

нескольких микрон. Условие (3) исключает употребление для установки зеркал интерферометра регулирующих винтов.

На стойках A и B (фиг. 2) оба зеркала прижаты к выступам a, a, a и a', a' a', которые полируются до параллельности касающихся их плоскостей. Критерием последнего могли бы служить на небольших интерферометрах полосы равного наклона между плоскопараллельным шаблоном и зеркалами A и B. В больших интерферометрах приходится ограничиваться аутоколлимацией с трубой, ось которой нормальна к плоскостям aaa и $a'a'a'$. При самых больших размерах интерферометра, как здесь, возможна аутоколлимационная схема, понятная из фиг. 2 (внизу), но она требует идеально

плоского зеркала диаметром 350 мм, которое представляет громадную ценность. Счастливый случай[1] дал возможность установить интерферометр по этой схеме, причем равенство $AB = A'B'$ было получено без затруднения и контролировано по ширине вертикальных полос, согласно уравнению (12) (стр. 285) цитированной статьи.[2]

Точность метода аутоколлимации при небольших зеркалах не превышает 1—2″. Было замечено, что невозможно локализировать на бесконечности (в главном фокусе проектирующей линзы) полосы от всего интерферометра $ABA'B'$ при всех необходимых (очень малых) углах наклона ε пары зеркал AB относительно $A'B'$ с такой высокой степенью совершенства, как при предыдущих работах 1911 и 1915 гг. Причиной этого является слишком совершенная современная оптика. Стекла mm (фиг. 1), закрывающие трубки, теперь слишком плоскопараллельны, а потому теперь нельзя, как раньше, вращая трубку T и пользуясь их малым клином, ощупью компенсировать клин AB. Вместе с тем ясно, что, пользуясь этим явлением, можно значительно упростить конструкцию и пользование интерферометром.

Если ε всегда остается малым (порядка 5″), то нет необходимости добиваться, чтобы было $A \parallel B$. Если волны, отраженные от AB и отраженные от $A'B'$, остаются до десятых долей секунд параллельными при всех необходимых ε, то полосы локализованы строго на бесконечности. А для этого достаточно, чтобы угол между A и B был в достаточной мере равен углу между A' и B'. Если они не равны, то их можно уравнять, введя между A и B стеклянный клин переменного угла и направления (или для уравнения разности хода два клина между A и B, A' и B'). Критерием равенства

[1] Приносим искреннюю благодарность Д. Д. Максутову за предоставленное нам для регулировки интерферометра первоклассное (до 0.01 λ) плоское зеркало.

[2] Д. С. Рождественский, Изв. АН СССР, серия VII, ОМЕН, 8, стр. 1119—1150, 1934 [5].

является именно одинаковая локализация полос на бесконечности при всех ε. Так как стеклянный клин можно легко сделать с точностью до 0.1″, то с этой же точностью можно контролировать параллельность всех лучей и получить исключительное совершенство установки, недоступное для метода аутоколлимации. При этом отпадают все сложные и дорого стоящие приспособления для установки.

Этот метод вводится в настоящее время. Но и без него установка интерферометра была прекрасна. Согласно ожиданию, опыт показал, что она все же довольно быстро (в один месяц) расстраивается вследствие изменения внутренних натяжений в металле интерферометра.

Основание стоек *AB* изгибается в дугу на десяток секунд. Кроме того, интерферометр очень чувствителен к колебаниям. Первый недостаток настолько легко компенсировать переменным клином, что нет необходимости прибегать к отжигу металла. Второй недостаток устраняется монтировкой интерферометра на двойной системе каменных плит, каждая весом в $^1/_4$ тонны, проложенных резиновыми прокладками и установленных на врытом в землю бетонном постаменте. Эта система совершенно независима от печи и прочих частей, установленных на полу. При этом не только прекращается вибрация интерференционных полос, но они становятся абсолютно неподвижными в пространстве — иначе говоря, относительно нити на щели спектрографа — в течение десятков минут. Если камни связаны с печью хотя бы обрывком бумаги, то мгновенно возникают колебания полос.

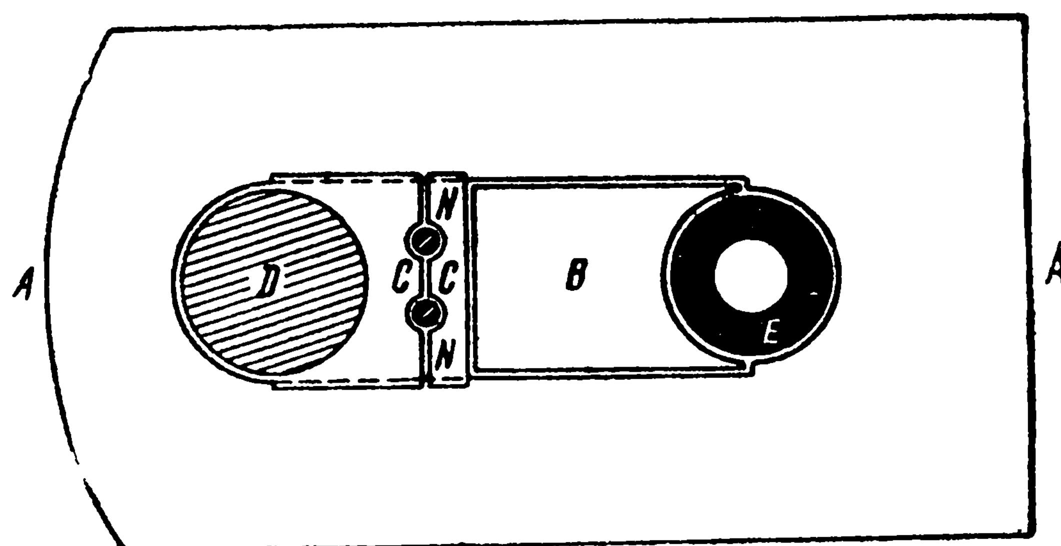
При указанных усовершенствованиях интерферометр столь же прост в обращении, как и всегда.

Печь была конструирована согласно данным Кинга[1] главным образом трудами Б. И. Бамма и В. И. Черняева. Это — цилиндр с двойными стенками, охлаждаемыми водой. Размеры печи указаны на черт. 1. Ток к графитовой трубке

[1] A. S. King, Astroph. J., **27**, pp. 353—362, 1908.

подводится по медным трубам-электродам, также охлаждаемым водой; особые блоки соединяют медные трубки с утолщенными концами графитовой трубки. Затруднений в пользовании печью не было, кроме этих блоков, которые в местах стыков представляли слишком большое сопротивление и при 22 V 30-киловаттного понижающего трансформатора не пропускали нужные 1600—1800 A.

Соединяющие блоки были переделаны на том принципе, чтобы при повышении температуры сжатие увеличивалось.



Фиг. 3.

Медный электрод *D* и графитовая трубка *E* (фиг. 3) вставлялись в пригнанные полуцилиндры в графитовом блоке *AA*; прорезь между ними заполнялась графитовой вставкой *B* и железной вставкой из двух половин *CC*, которые распирались ввинчиваемыми железными конусами *NN*. При повышении температуры железные вкладыши, расширяясь сильнее графита, сильно сжимали всю систему. Однако графитовые блоки *AA* лопались редко. Тепло излучаемое графитовой трубкой в 200 мм длины, внешнего диаметра 20 мм и внутреннего 12 мм, легко уносилось водой, а излучение из торца графитовой трубки не нагревало интерферометра. Управлять печью легко. Температуру в ней можно было доводить до 2600—2700° C. При этих температурах сильно испарялся графит трубки накаливания. Температура устанавливалась при замыкании тока почти мгновенно. Однако

при испарении в печи вещества необходимо было нагревание вести постепенно, иначе при быстром выделении окклюдированных газов или кипении вещество выкидывалось на стекла *mm*, закрывающие печь (фиг. 1), и портило их.

Температура измерялась при помощи оптического пирометра, но пока эти измерения делались очень редко, только для того, чтобы ориентироваться в интервалах температуры и поставить в грубую эмпирическую связь силу тока в первичной цепи трансформатора и температуру. Затем в этих предварительных опытах температура лишь оценивалась по силе нагревающего тока.

5. Печь и спектрограф

Как спектрограф, так и трубка печи представляют приборы с относительным отверстием порядка $^1/_{20}$, и эти величины определяют, прежде всего, светосилу и потребление энергии, а тем самым и всю конструкцию комбинации из печи, интерферометра и спектрографа.

Здесь будут кратко изложены предварительные результаты, полученные из нашего опыта работы с печью.

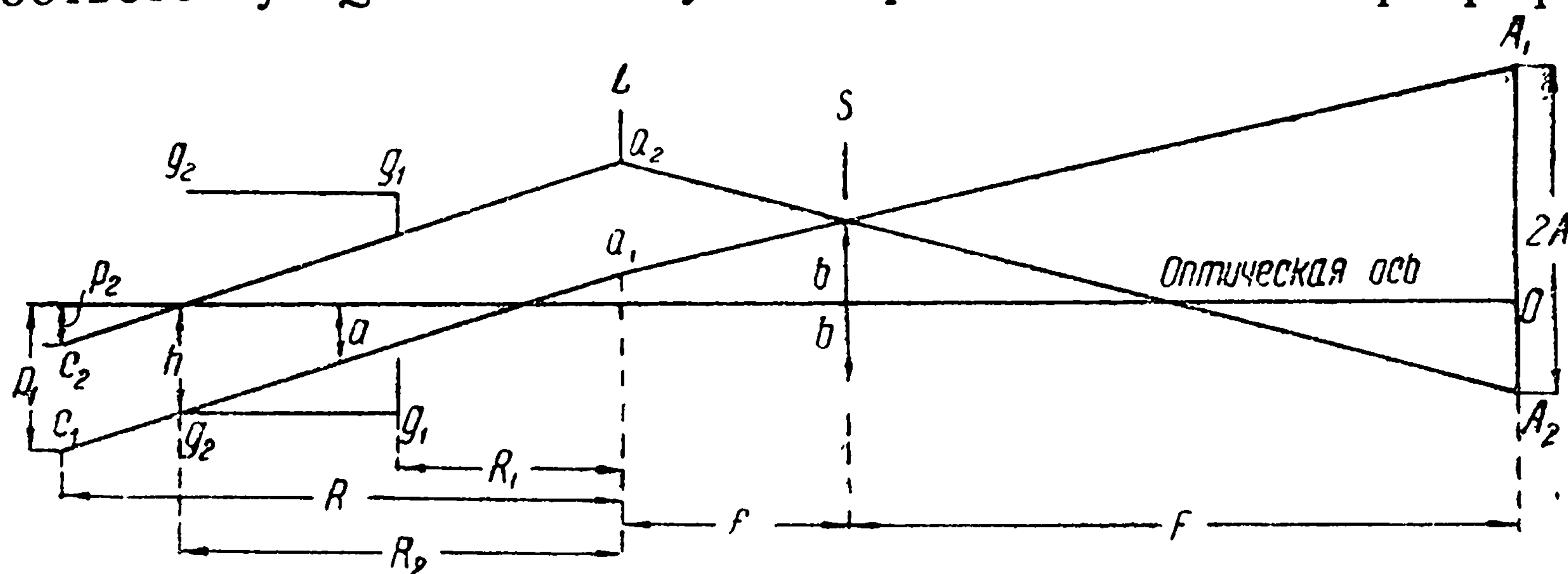
Линза L проектирует интерференционные полосы и изображение источника света в главной фокальной плоскости (фиг. 4, $LS=f$), совпадающей с плоскостью щели S спектрографа. Отверстие спектрографа определяется в горизонтальном направлении шириной решетки 2 M (на фиг. 4 не показана), в вертикальном — ее высотой $2A$; пусть фокусное расстояние объектива спектрографа равно F. Установка должна удовлетворять следующим условиям:

1) Спектрограф должен работать с полной разрешающей силой, так как измерять иногда приходится величины порядка 0.5 Å, при разрешающей силе порядка 0.1 Å. Следовательно, пучок, расходящийся из щели в горизонтальном направлении, должен покрывать всю решетку шириной $2M$, и радиус наименьшей диафрагмы, каковым в горизонтальном

направлении является практически радиус трубки печи, должен удовлетворять условию

$$\frac{h}{f} \geqslant \frac{M}{F}. \tag{6}$$

2) Не слишком малый по вертикали отрезок щели $2b$ (порядка 3—6 мм) должен быть освещен во всех точках одинаково наклонными параллельными пучками ширины $c_1 c_2$, соответствующей полному отверстию $2A$ спектрографа.



Фиг. 4.

Для этого нужно, чтобы обратный путь лучей $A_1 b a_1 c_1$ и $A_2 b a_2 c_2$, согласно уравнениям

$$\rho_1 = \frac{bR}{f} + \frac{A-b}{F} - b \quad \text{и} \quad \rho_2 = \rho_1 - \frac{2Af}{F}, \tag{7}$$

нигде не наткнулся на диафрагму в печи, интерферометре и освещающих линзах. Значение ρ_1 и ρ_2 ясно из черт. 4. В частности (7) должно соблюдаться для заднего отверстия печи при $\rho_1 = h$ и $R_1 = R_2$, и тогда b вычисляется из (7) по формуле

$$b = f\,\frac{hF - Af}{R_2 F - f^2 - fF}. \tag{7'}$$

3) Свет от раскаленных стенок трубки печи не должен через точки отрезка b щели проникать на решетку $A_1 A_2$. Для этого на переднем отверстии трубки $g_1 g_1$ нужно поставить диафрагму радиуса a, которая ограничивает пучок в верти-

кальном направлении до $\rho_1 = a$ при $R = R_1$. Вычитая друг из друга (7), для $R = R_2$ и $R = R_1$ получим

$$h - a = \frac{b}{f}(R_2 - R_1), \qquad (8)$$

где $R_2 - R_1$ равно длине печи. Для симметричной диафрагмы второе условие (7) превращается при $\rho_2 = -\rho_1 = a$ в

$$a \geqslant f\frac{A}{F}. \qquad (9)$$

Уравнения (7'), (8), (9) существенны для точек, лежащих вдоль щели и расположенных выше или ниже оптической оси проектирующей линзы; следовательно, они определяют прохождение лучей, наклонных к оси симметрии в вертикальной плоскости.

Лучи от накаленных стенок трубки, наклоненные в горизонтальной плоскости, не проходят через тонкую щель даже при самой большой диафрагме, почти равной отверстию трубки $2h$.

Таким образом, при заданных величинах M, F, A, R_2, $R_2 - R_1$ можно определить h, f, a, b из (6)—(9) и, переходя плавно от горизонтального радиуса h диафрагмы к ее вертикальному радиусу a, получить с достаточной точностью реальную овальную диаграмму при $g_1\, g_1$.

Так как величина h при прочих равных условиях пропорциональна мощности, потребляемой на нагрев трубки, то нужно найти наименьшее h при заданной мощности питающего трансформатора. При заданном F и $R_2 - R_1$ нужно, постепенно увеличивая h, удовлетворить одному за другим поставленным условиям и получить заданное значение b величины изображения на щели.

Следующие две табл. 1 и 2 дают (в мм) результаты вычисления h, f и a для разных $R_2 - R_1$ и F. Они определяют выбор размером печи и отверстия спектрографа для решетки $2M \cdot 2A = 80 \times 50$ мм^2.

Непосредственно ясно, что чем больше отверстие спектрографа, тем больше должно быть и отверстие трубки печи.

ТАБЛИЦА 1

$R_2 - R_1 = 500$ мм

F, мм	$\frac{2M}{F}$	$\frac{2A}{F}$	$2b$, мм	$2h$, мм	f, мм	$2a$, мм
			6	17.3	346	8.7
2000	0.040	0.025	5	16.0	334	8.5
			3	13.0	324	8.3
			6	19.5	365	11.3
1500	0.053	0.033	5	18.5	347	11.2
			3	15.0	281	10.2
			6	25.4	318	15.9
1000	0.080	0.05	5	23.5	294	15.1
			3	19.6	245	13.7

ТАБЛИЦА 2

$R_2 - R_1 = 300$ мм

F, мм	$\frac{2M}{F}$	$\frac{2A}{F}$	$2b$, мм	$2h$, мм	f, мм	$2a$, мм
			6	13.8	345	8.6
2000	0.040	0.025	5	12.9	322	8.3
			3	11.2	279	7.9
			6	16.6	312	10.8
1500	0.053	0.033	5	15.7	294	10.6
			3	13.2	248	9.6
			6	21.4	268	14.7
1000	0.080	0.050	5	20.2	252	14.2
			3	16.9	211	12.6

Необычайно важно уменьшить выдержку спектрограмм, во-первых, потому, что даже в очень длинных трубках применяемых для измерения относительных сил вибраторов,

открытая перегонка паров к холодным концам представляет явление не очень устойчивое; поэтому крюки нужно стремиться фотографировать часто с выдержкой в несколько десятков секунд. Во-вторых, для улучшения точности измерений следует рекомендовать переход к мелкозернистым фотографическим пластинкам; но так как последние обладают значительно меньшей чувствительностью, то нежелательное увеличение выдержки необходимо устранить путем увеличения светосилы спектрографа.

Поэтому в будущем необходимо предвидеть наибольшее отверстие спектрографа при $F=1000$ мм, которое требует при длине трубки 200 мм внутреннего диаметра 17 мм, а при длине 400 мм — 20 мм для наименьшей ширины спектрограммы $b=3$ мм.

При увеличении спектрограммы на диапозитивные пластинки измерение по ним крюков не ухудшается, а даже, наоборот, в некоторых отношениях становится лучше. Поэтому не следует опасаться малых увеличений в спектрографе. Указанные размеры трубок определяют полную ширину спектрограммы $b=2.5$ и 3 мм при больших f.

Таким образом, увеличение длины трубки обусловливает увеличение потребления энергии в $2\times\frac{20}{17}=2.36$ раза.

Весь опыт работы с Fe, Cr и щелочными металлами (высокие орбиты) показывает, что увеличение длины нагревающей трубки является почти необходимым.

При этом в круг исследования войдет очень много слабых линий, сделаются доступными изучению переходы с более высоких уровней (т. е. побочные серии); перегонка металла к холодным концам трубки будет итти гораздо спокойнее. В длинной трубке будет гораздо больше равномерность температуры по длине трубки, а потому условия станут значительно ближе к условиям термодинамического равновесия, что повлечет за собой лучшую применимость закона Больтцмана к распределению атомов по уровням и,

наконец, менее будет сказываться „клин“ паров (см. далее).

Ширину снимка $2b$ желательно иметь как можно больше, но она не должна влечь за собой большой затраты энергии.

В удлиненной печи потребляемая мощность будет около 100 kW (45 V × 2250 A). Соответствующее повышение скорости охлаждения не представит затруднений. Возможные перегрузки трубки печи для кратковременных экстраординарных повышений температуры здесь будут легко доступны.

6. Предварительные наблюдения дисперсии с железом и хромом

В предварительной работе было предположено:

1. Выяснить условия получения паров при очень высоких температурах.

2. Проверить возможность первоклассных измерений в спектрах в местах скопления линий.

3. Связать первоклассными измерениями в виде пробы два мультиплета с двух уровней.

4. Выяснить условия исследования атомов с электронами на высоких орбитах, в частности ионизованных атомов.

Все эти вопросы должны быть решены непременно на линиях в видимой части спектра, чтобы можно было непрерывно наблюдать за явлением.

В предварительных исследованиях имелась в виду возможность систематического исследования металлов длинного периода железа, соответствующего дополнению 10 электронов в слое $3d$, именно: Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu. Все эти металлы не слишком отличаются условиями плавления и испарения и легко доступны для исследования в нашей установке.

Первым для исследования было выбрано железо, как в виду интереса, который представляет этот металл для астрономии, так и потому, что его спектр лучше всего ана-

лизирован.[1] Как показал Рессель,[2] закономерности в спектре железа характерны для всех элементов группы железа. Для ориентировки большой помощью являются качественные наблюдения Кинга[3] над аномальной дисперсией у линий трех металлов группы железа, именно у Ti, Cr, Fe в области от 3580 до 5410 Å. Эти исследования были сделаны по методу скрещенных призм Кундта. Аналогично известным опытам Вуда,[4] цилиндр паров в графитовой трубке был превращен в призму тем, что наверху трубки была вырезана продольная щель, куда пары свободно уходили.

В видимой части спектра железа нам пришлось выбрать область слабых, по Кингу, линий, расположенных в области 5050—5450 Å.

В табл. 3 дан список линий, у которых на снимке констатирована аномальная дисперсия. Во втором столбце дана интенсивность дугового спектра по Кингу, в третьем — классификация с обозначениями по Бернсу и Вальтерсу,[5] причем в пятом столбце линии каждого мультиплета соединены линиями. Во втором столбце отмечены звездочкой линии, у которых Кинг наблюдал аномальную дисперсию, причем у него все линии с едва видимой дисперсией отмечены единицей. В четвертом столбце дана величина аномальной дисперсии в нашей оценке по пятибалльной системе — от самой сильной (5) до очень слабой (1).

В 6-м, 7-м, 8-м столбцах приведены данные об исходном уровне электрона: его символ, конфигурация электронов (число в слоях $3d$ и выше) и энергия в обратных сантиметрах для одного только уровня с наибольшим внутренним квантовым числом.

---

[1] K. Barns u. F. Walters, Publ. of the Allegheny Obs., **6**, № 11, 1929; **8**, № 4, 1931.

[2] H. N. Russel, Astroph. J., **66**, p. 184, 1927.

[3] A. S. King, Astroph. J., **45**, p. 254, 1917.

[4] R. Wood, Phil. Mag., **3**, p. 128, 1902; **8**, p. 293, 1904.

[5] K. Barns u. F. Walters, l. c.

Несомненно, что интерферометрический метод гораздо чувствительнее призматического. В наших условиях дисперсия хорошо измерима у многих слабых линий, где у Кинга с призмой она едва видима.

Интенсивность линии в дуге далеко не всегда позволяет заключить о силе дисперсии. Как правило, слабее те линии, которые соответствуют исходному высокому уровню энергии. В дуге, где электрон переводится на высокий уровень не только тепловыми ударами, линии с высокого уровня относительно гораздо сильнее, чем в печи, где энергия для подъема доставляется только ударами в тепловом движении. Даже при высокой температуре печи (около 2600—2700° C) аномальная дисперсия была обнаружена только у $^1/_{20}$ части всех линий спектра железа, приведенных для данной области у Кайзера.[1] Это дало бы около 200—250 линий с дисперсией во всем спектре железа (всего в спектре железа около 4500 линий).

Однако такой расчет был бы неправильным, так как в ультрафиолетовой части спектра число линий с дисперсией относительно возрастает. Правильнее определить число линий железа, обнаруживающих аномальную дисперсию, так. В печи редко появляются линии с дисперсией, соответствующие исходному уровню с энергией выше 20 000 см$^{-1}$. Если возьмем все уровни с энергией $<$ 20 000 см$^{-1}$ и подсчитаем по таблицам мультиплетов Бернса и Вальтерса число мультиплетов, то их окажется около 70, что соответствует 400—500 линиям, т. е. приблизительно $^1/_{10}$ всех линий. Этим и определяется объем работы по исследованию методом дисперсии интенсивностей линий в спектре железа.

Главный интерес, конечно, представляют относительные силы вибраторов между линиями различных мультиплетов. Проверка мультиплетных законов интенсивностей является второстепенной целью.

---

[1] H. Kayser, Handb. d. Spectr., VI, p. 893, 1912.

ТАБЛИЦА 3

Линии железа, для которых наблюдалась аномальная дисперсия

λ	Интенсивности в дуге, по Кингу	Классификация	Сила аномальной дисперсии	Соединение мультиплетов	Исходный уровень	Конфигурация электронов	Энерг. ур., в обр. см
5 051.63	10	$a^5F_4 - a^5F_4^0$	1		a^5F	$3d^74s$	6 928
5 110.41	10	$a^5D_4 - a^7D_4^0$	3		a^5D	$3d^64s^2$	0
5 166.28	4	$a^5D_4 - a^7D_5^0$	3				
5 167.49	40	$a^3F_4 - a^3D_3^0$	3—4		a^3F	$3d^74s$	11 976
5 168.90	4	$a^5D_3 - a^7D_3^0$	3				
5 171.59	20	$a^3F_4 - a^3F_4^0$	3		a^3F	$3d^74s$	11 976
5 204.58	2	$a^5D_2 - a^7D_2^0$	1				
5 227.19	40	$a^3F_3 - a^3D_2^0$	3—4				
5 269.54	60*	$a^5F_5 - a^5D_4^0$	5				
5 302.30	10	$a^5D_1^0 - b^5P_2$	?		(a^5P^0)	$(3d^64s4p)$	(26 000?)
5 328.04	50*	$a^5F_4 - a^5D_3^0$	4				
5 328.53	15	$a^3F_3 - a^3D_3^0$	?				
5 371.45	50*	$a^5F_3 - a^5D_2^0$	4		a^5F		
5 397.13	40*	$a^5F_4 - a^5D_4^0$	4				
5 405.78	40*	$a^5F_2 - a^5D_1^0$	4				
5 429.69	40	$a^5F_3 - a^5D_3^0$	4				
5 434.52	30	$a^5F_1 - a^5D_0^0$	4				
5 446.92	40	$a^5F_2 - a^5D_2^0$	4				

В табл. 3 имеется 3 мультиплета и 3 одиночных линии; из них линия с уровня a^5P^0 (нечетный уровень отмечается 0 наверху) 26 000 см$^{-1}$, вероятно, не дает дисперсии и оставлена здесь на всякий случай лишь для того, чтобы не выпустить ее из виду, так как линии с высоких уровней особенно интересны. Один мультиплет исходит с основного уровня a^5D, но он слаб как комбинационный между уровнями разной мультиплетности. Другой, a^5F, исходит с уровня

сравнительно невысокого; но третий уже соответствует переходу с уровня a^3F 12 000 см$^{-1}$. Вообще линии с этих уровней уже становятся слабыми.

У железа почти все линии мультиплета a^5F—a^5D хорошо измеримы; однако, несмотря на максимальный подъем температуры в печи, не удалось получить дисперсии настолько сильной, чтобы произвести измерения большой точности (крюки при стекле $d = 4$ мм — порядка $2\Delta = 0.3$—0.5 Å).

В отдельных случаях температура в печи превышала температуру кипения железа, и можно было ожидать для железа дисперсии, сравнимой с дисперсией паров щелочных металлов. Наблюдения же показали, что на самом деле дисперсия значительно слабее. Причина этого вскоре выяснилась.

Оказалось, что железо настолько интенсивно реагирует с графитом трубки, что при 2500° С трубка проплавляется железом менее чем в один час. Затем она лопается, и загорается дуга в 1500 Å, которая и довершает разрушение.

Представляется несомненным, что образование карбида железа при сравнительно низких температурах мешает обильному образованию паров железа, регулируемому уже не температурой плавления железа, а температурой диссоциации карбида.

Так как наиболее сильная дисперсия наблюдается для тех линий железа, которые соответствуют переходам с уровней a^5D и a^5F — линий, расположенных в области спектра от 3000 до 3800 Å, — то исключалась возможность визуального наблюдения за ходом дисперсии, чрезвычайно существенного в предварительных опытах. Поэтому решено было перейти к изучению хрома — единственного элемента группы железа (кроме Sc), у которого главные мультиплеты лежат в видимой области, а именно в области 5200—5450 Å (табл. 4).

Хром еще энергичнее железа соединяется с графитом, и трубка печи проплавляется при высокой температуре в полчаса. С ним еще более подтверждается впечатление,

ТАБЛИЦА 4

Линии хрома, для которых наблюдалась аномальная дисперсия

λ	Сила, по Кингу	Классификация	Соединение мультиплетов	Исходный уровень	Конфигурация электронов	Энерг. ур., в обр. см
5 204.68	20	$a^5S_2 - z^5P_1^0$		a^5S_2	$3d^54s$	7 593
5 206.24	30	$a^5S_2 - z^5P_2^0$				
5 208.59	40	$a^5S_2 - z^5P_3^0$				
5 247.72	2	$a^5D_0 - z^5P_1^0$		a^5D	$3d^44s^2$	8 307
5 264.35	4	$a^5D_1 - z^5P_1^0$				
5 265.90	2	$a^5D_1 - z^5P_2^0$				
5 296.86	2	$a^5D_2 - z^5P_1^0$				
5 298.46	3	$a^5D_2 - z^5P_2^0$				
5 300.93	1	$a^5D_2 - z^5P_3^0$				
5 345.99	4	$a^5D_3 - z^5P_2^0$				
5 348.50	2	$a^5D_3 - z^5P_3^0$				
5 410.01	6	$a^5D_4 - z^5P_3^0$				

что наблюдаемая дисперсия гораздо меньше, чем должна была бы быть. Однако у него давление паров при равных температурах больше, чем у железа.

При этом наблюдения велись у наиболее интенсивных линий спектра хрома, а потому уже при не слишком высокой температуре (около 2400° C) можно было наблюдать значительную аномальную дисперсию у трех близких линий триплета, соответствующего переходам между квинтетными термами $a^5S—z^5P^0$ (табл. 4).[1] При компенсационном стекле

[1] R. F. Bacher a. S. Goudsmith. Atomic Energy States. New York a. London, 1932.— C. C. Kiss, Bur. St. J. Res., 5, p. 775, 1930.

толщиной $d=32$ мм у этих линий крюки наблюдаются на расстоянии $2\Delta=0.6$ Å, что соответствует значению Nf, которое в 4—8 раз больше, чем это было наблюдено у мультиплета железа $a^5F—a^5D$ при значительно более высокой температуре. Этот триплет тщательно измерен (§ 8).

Рядом с ним был фотографирован частично выродившийся мультиплет $a^5D—z^5D$, у которого при более высокой температуре обнаруживается интенсивная аномальная дисперсия, достаточная для хороших измерений. Но здесь он не представляет особенного интереса ввиду того, что исходные уровни a^5S и a^5D обоих мультиплетов очень близки друг к другу, а применимость формулы Больтцмана к процессам, протекающим в открытой печи, нужно проверять прежде всего на линиях, допускающих точные измерения, при обязательном условии, чтобы исходные уровни различались возможно больше.

В табл. 4 во втором столбце дана величина аномальной дисперсии, как она охарактеризована в работе Кинга, кроме одной слабой линии, которой у Кинга нет. Из линий лежащих в этой области спектра, не наблюдались также мультиплеты $z^7P^0—b^7D$, $y^7P^0—b^7D$, $y^5P^0—c^5D$; они соответствуют слишком высоким исходным уровням с энергиями 27 825, 27 932, 29 825 см$^{-1}$, слишком слабо населенным при достигнутых нами температурах. Поэтому они и не были измерены.

С уровня a^7S имеются только два интенсивных триплета $a^7S—z^7P^0$ и $a^7S—y^7P^0$. Остальные линии очень слабы. Допустим, что числа f, характеризующие каждый триплет в целом, равны друг другу и в сумме дают единицу. Тогда можно ожидать, что при высоких температурах, соответствующих кипению хрома, аномальная дисперсия около каждого триплета будет только вдвое слабее, чем у желтых линий Na в аналогичных условиях.

Однако даже отдаленно ничего подобного нельзя было получить. Это ясно показывает, что образование карбидов

задерживает выделение паров металла и не дает возможности получить явление с достаточной интенсивностью.[1]

Фотографии областей 4200—4460 и 5200—5500 Å были сняты при различных температурах с целью испробовать возможность очень точного измерения соотношения числа атомов на уровнях a^7S_3 и a^5S_2 в зависимости от температуры и проверки формулы Больтцмана.

Однако и это не удалось сделать, так как уже при температуре порядка 2300° C на триплет $a^7S—z^7P^0$ налагаются молекулярные полосы неизвестного происхождения, около которых аномальная дисперсия достаточно сильна, чтобы разрезать пополам и сместить половинки крюков, так что никакое точное измерение здесь невозможно. Быть может, эти полосы исчезнут при еще более высоких температурах, как исчезает спектр Na_2, но это явление не было дальше прослежено.

Опыт работы с описанной выше установкой по исследованию дисперсии при высоких температурах в предварительной работе по изучению аномальной дисперсии в парах железа и хрома привел к следующим результатам:

1. Печь с графитовой трубкой в качестве тела нагрева для многих целей неудовлетворительна. Графитовая трубка при высокой температуре чрезвычайно быстро разрушается металлами и восстанавливает окиси. Необходимо избежать контакта металла с графитом, чтобы получить нормальное парообразование без образования карбидов и тем создать терпимые условия работы хотя бы на 1—2 часа; работа не должна обрываться, как теперь, через полчаса вследствие разрушения трубки.

2. Попытка построить печь из танталовой трубки со стенками толщиной в 0.5 мм против 3 мм у графита кончились неудачей, так как хром проплавляет такую трубку еще

---

[1] Впрочем, самое допущение, что f — порядка 1, недостаточно обосновано. У таллия, например, f для основных линий равно 0.1 и 0.04.

быстрее, чем графитовую, и пропитывает ее как губку. В остальных отношениях танталовая печь удобнее графитовой.

3. Поэтому при изготовлении тугоплавкой трубки[1] высокотемпературной печи, предпочтительно из Ta, Mo или W, нужно изолировать ее от исследуемого элемента и его паров цилиндром из полуспеченного MgO или ThO_2, пользуясь разработанными приемами их получения и обработки.[2]

Этого достаточно на первых парах, так как магнезит плавится лишь при 2800° C, а ThO_2 — при еще более высокой температуре. Футеровать магнезитом графитовую трубку нельзя, так как графит восстанавливает MgO уже при 2000° C. Футеровка требует увеличения внутреннего диаметра нагреваемой трубки печи.

4. Это требование совпадает с требованием (стр. 331) одновременного увеличения вдвое длины трубки, т. е. радикального изменения всей установки. Увеличение вдвое длины столба исследуемых паров позволит: а) парализовать частично образование призм паров на концах трубки (призма приводит к вредному размазыванию интерференционной картины и разнофокальности интерференционных полос по обе стороны линии), б) повысить точность измерений и в) вовлечь в круг исследований более слабые линии с высоких уровней, наиболее важных для астрофизических целей. Увеличение в два раза длины трубки приведет к удвоению числа вибраторов, определяющих дисперсию, без увеличения температуры исследуемых паров, что очень существенно.

5. Как известно из опытов Гротриана и Гизелер,[3] в трубке, закрытой кварцевыми окошками и содержащей пары хрома

---

[1] Мы приносим искреннюю благодарность проф. Б. В. Блинову, который многому научил нас в технике металлургии при высоких температурах и предоставил в наше распоряжение чистые металлы.

[2] J. Thompson a. M. Mallet, Bur. St. J. Res., **23**, p. 319, 1939.

[3] H. Gieseler u. W. Grotrian, Ztschr. f. Phys., **22**, p. 245, 1924.

или железа при температуре около 1250° С и выше, можно наблюдать поглощение наиболее интенсивных линий Cr и Fe, соответствующих переходам с основных уровней. Можно думать, что удастся продолжить эти наблюдения еще дальше, сотни на две градусов, наблюдать дисперсию и измерить абсолютные числа вибраторов для ряда линий исследованных нами металлов (Cr и Fe), а также для других металлов периода железа. Это послужит исходным пунктом для измерения сил вибраторов линий всех элементов в абсолютных условиях. Для этого необходимо вести эксперимент с трубкой, закрытой внутри печи пластинками из прозрачной магнезии (β-MgO — периклаз), которая теперь изготовляется на заводах [1] в довольно больших кристаллах. Можно почти с несомненностью сказать, что с окошками из периклаза (β-MgO) и при футеровке печи трубками из MgO удастся изучить в абсолютных условиях спектры металлов всего периода железа и получить возможность исследовать кривые упругости насыщающих паров в зависимости от температуры, а это, в свою очередь, даст возможность исследовать физико-химические условия равновесия реакций при высоких температурах.

6. Вдобавок стало ясно, что метод аномальной дисперсии может принести большую пользу в количественном спектральном анализе. Нужно принять во внимание, что при температуре в 2600° С почти все вещества (металлы, окиси, почти все минералы) не только плавятся, но и дают значительную упругость пара, а следовательно, могут быть исследованы в парообразном состоянии. В аномальной дисперсии по методу крюков как раз и определяется число атомов N в 1 см^3, если известна сила вибратора f.

Именно

$$N = \frac{1}{f} 6.7\, d \cdot \Delta^2 \cdot 10^{-9} = \frac{1}{f} 5.1\, d \cdot \Delta^2 \cdot 10^{-6} \text{Hg}, \qquad (10)$$

[1] J. Strong, R. Brice, J. Opt. Soc. Am., **25**, p. 207, 1935.

где за единицу выбрано число атомов в 1 $см^3$ при нормальных условиях. Здесь d есть толщина (в миллиметрах) стекла, дающего крюк, а Δ — расстояние крюка от линии в единицах Ангстрема.

Вторая часть формулы, равная первой $\times 760$, показывает, какое давление (мм рт. ст.) дало бы число молекул N при нормальных условиях. Формула вычислена ориентировочно (до 20%) для средней длины волны в 5000 Å, для среднего показателя преломления компенсационной стеклянной пластинки толщины d и для заданной длины трубки в 20 см. Укажем здесь те крайние значения упругостей паров, для которых еще могут быть произведены измерения по методу крюков при заданном значении d. Не представляет затруднения, например, с парами Na у линии D_1 и $D_2 (f = 1)$ наблюдать крюки на расстоянии $\Delta = 150$ Å при $d = 4$ мм. При этом $N = 6.0 \cdot 10^{-4}$, а давление паров равно 0.46 мм ртутного столба. При этом давлении аномальная дисперсия здесь настолько сильна, что ее можно характеризовать как „оптическую катастрофу“. С другой стороны, при том же d, но при другой упругости пара можно измерить крюк на расстоянии 0.1 Å от линии. Этот крюк соответствовал бы парциальному давлению в $2 \cdot 10^{-7}$ мм Hg. Следовательно, размах возможностей метода крюков благодаря квадратичному характеру формулы — порядка $2.5 \cdot 10^6$.

В последнем случае возможная точность анализа равна приблизительно 10% для примеси, содержащейся в количестве порядка одной миллионной. На результат может, конечно, иметь влияние и „испаряемость“, но это влияние на дисперсию будет гораздо меньше, чем при измерении яркости дуговых и искровых линий. Анализируемое вещество всегда должно быть испытываемо и с этой стороны.

Несомненно, что сложность установки представляет отрицательную сторону метода. Однако если установка уже существует, то обращение с прибором весьма просто и может

быть сделано элементарно простым при надлежащей разработке всего метода.

Точность метода крюков, несомненно, зависит от d и Δ (см. далее стр. 351). Отметим здесь для ориентировки, что прекрасные измерения (стр. 362) были сделаны с триплетом хрома при условиях: $d=32$ мм и $\Delta=0.3\,\text{Å}$, так что $Nf=1.9\cdot10^{-8}$.

В заключение этого параграфа можно подвести некоторые итоги, в связи с четырьмя задачами, указанными в начале его:

1. Удалось выяснить условия получения паров металлов при очень высоких температурах.

2. Проверена возможность первоклассных измерений в местах скопления линий. В исключительно тесном триплете хрома отношение сил вибраторов измерено с точностью до $1^0/_0$, что весьма трудно, и показаны пути для дальнейшего повышения точности измерений (§ 8).

3. Не удалось измерить отношения сил вибраторов двух мультиплетов с разных исходных уровней, так как это трудно выполнимо на линиях видимой части спектра железа и хрома.

4. Выяснены условия исследования атомов с электронами на высоких орбитах, в частности ионизованных атомов. Все это подробно изложено в следующем параграфе.

7. О линиях с высоких возбужденных уровней

Отношение числа атомов с электроном на высоком уровне (N_2) к числу атомов с электроном на основном уровне (N_1) регулируется при тепловом равновесии формулой Больцмана

$$N_2=\frac{g_2}{g_1}\cdot N_1\,e^{-\frac{ch\,\Delta\nu}{kT}}=\alpha\cdot N_1\cdot 10^{-\frac{0.625\,\Delta\nu}{T}}, \tag{11}$$

где g_2 и g_1 — статистические веса уровней; c, h, k — известные постоянные; $\Delta\nu$ — энергия электрона на высоком уровне,

выраженная в волновых числах (см$^{-1}$), и T — абсолютная температура.

В формуле Больтцмана решающим является последний множитель. Если положить в нем $T = 3000°$ K, что вполне достижимо, то показателем степени $B = 2 \cdot \Delta\nu \cdot 10^{-4}$, в зависимости от величины энергии $\Delta\nu$ на верхнем уровне, определяется относительное число атомов, находящихся на этом уровне. Значения отношения $\frac{N_1}{N_2}$ при этих условиях, соответствующих различным значениям $\Delta\nu$, приведены в табл. 5.

ТАБЛИЦА 5

$\Delta\nu$, см$^{-1}$	$B = \lg \frac{N_1}{N_2}$	$\frac{N_1}{N_2}$	V, в вольтах
$1 \cdot 10^4$	2.0	10^2	1.23
$2 \cdot 10^4$	4.0	10^4	2.47
$3 \cdot 10^4$	6.0	10^6	3.70
$4 \cdot 10^4$	8.0	10^8	4.94

Выше было показано, что методом крюков можно измерять числа вибраторов, для которых отношение $\frac{N_1}{N_2}$ не превышает 10^6. Следовательно, совершенно недоступны уровни с энергией $\Delta\nu = 3 \cdot 10^4$ см$^{-1}$. На самом деле практически трудно доступны уже уровни с энергией $\Delta\nu = 2 \cdot 10^4$ см$^{-1}$, так как сила вибратора линий с высоких уровней обыкновенно бывает значительно меньше единицы. Действительно, исходные уровни линий, приведенных в табл. 3 и 4, не поднимаются выше $\Delta\nu = 11\,976$ см$^{-1}$.

У Кинга в списке линий железа, обнаруживающих аномальную дисперсию, имеются три линии, приведенные в табл. 6, с исходным уровнем, превышающим 12 000 см$^{-1}$.

Однако все линии, даже едва видные у Кинга, хорошо измеримы интерференционным методом, который, несомненно, может прибавить к этой таблице дальнейшие линии. Но ме-

ТАБЛИЦА 6

λ Å	Величина аномальной дисперсии, по Кингу	Классификация	Энергия исходного уровня, см$^{-1}$
3605.45	5	a^3g_4—29 R^0_4	21 999
3705.57	1	a^5P_3—55 R^0_2	17 550
3856.37	6	a^5P_3—d_5 D^0_4	17 550

тод поглощения, которым работал Кинг, при наличии спектрографа большой разрешающей способности несомненно превосходит по чувствительности метод дисперсии. Можно думать, что линии поглощения, едва видимые на спектрограммах, при увеличении плотности паров раза в три обнаружат аномальную дисперсию, доступную измерению в нашей установке. Поэтому, как предел возможного, в табл. 7 выписаны линии, которые были найдены на спектрограмме в работе Кинга[1] по явлению Зеемана в области 5110—5255 Å, с исходным уровнем, превышающим 12 000 см$^{-1}$. Эти четыре линии из 25 имеющихся — единственно встречающиеся у нас линии с нечетным исходным уровнем — образуют часть одного мультиплета с исходным уровнем, наивысшим из всех до сих пор встречавшихся. Все линии почти одинаково очень слабы, но несомненны.

ТАБЛИЦА 7

λ, Å	Классификация	Энергия исходного уровня, см$^{-1}$
5139.25	$a^7\,P^0_4$—$a^7\,D_4$	23 711
5191.45	$a^7\,P^0_2$—$a^7\,D_1$	24 507
5192.34	$a^7\,P^0_3$—$a^7\,D_3$	24 180
5232.94	$a^7\,P^0_4$—$a^7\,D_5$	23 711

[1] A. S. King, Astroph. J., **51**, p. 107, 1920.

Несомненно также, что уровень в 25000 $см^{-1}$ является последним пределом возможного.

Большой интерес представляют линии побочных серий щелочных элементов. Здесь от Na к Cs уровень $2p$ изменяется от 16983 $см^{-1}$ до 11778 $см^{-1}$.

Следовательно, у линий побочных серий щелочных элементов может быть видна аномальная дисперсия, но, вероятно, очень слабо у Na и хорошо у Cs. Кинг[1] наблюдал поглощение в линиях побочных серий. Почти у всех линий, у которых он видел поглощение, можно было наблюдать и аномальную дисперсию. Результаты наших визуальных наблюдений над дисперсией таковы: у натрия дисперсия у дублета $2p_{1,2}$—$3s$ (6154—6161) заметно слабее, чем у дублета $2p_{1,2}$—$4d$ (5688—5683). Присутствие $2p_{1,2}$—$4s$ (5153—5149) скрадывается наличием головы полосы C_2 5165. Видна дисперсия еще у $2p_{1,2}$—$5d$ (4983—4979), но нельзя было различить дисперсию у ($2p_{1,2}$—$5s$) и ($2p_{1,2}$—$6d$), тогда как Кинг поглощение этих линий видел в спектрографе с большой разрешающей способностью.

У калия дисперсия значительно сильнее. Она видна у прекрасных дублетов $2p-(m+1)d$ и $2p_{1,2}-ms$ (табл. 8). В красной части спектра можно совершенно отчетливо констатировать (визуально) отсутствие линий 6965—6937 Å, которые отсутствуют, как известно, и в лучеиспускании.

ТАБЛИЦА 8

m	3	4	5	6
$2p_1-(m+1)d$ . . .	(6965)	5832	5360	5112
$2p_2-(m+1)d$ . . .	(6937)	5913	5343	4098
$2p_1-ms$	6939	5802	5340	5100
$2p_2-ms$	6911	5783	5323	5084

[1] A. S. King, Astroph. J., **55**, p. 380, 1922.

Группа линий, соответствующая $m=6$, покрыта полосой C_2, но несомненно должна присутствовать, судя по интенсивности предыдущей группы линий с $m=5$ и закону спадания интенсивности от $m=3$ к $m=5$. Группа линий с $m=7$ в дисперсии не видна. В группах линий, соответствующих $m=4$ и $m=5$, величина аномальной дисперсии, судя по величине визуально измеренных крюков, распределяется так:

$$2p_1-ms > 2p_2-ms > 2p_1-(m+1)\,d > 2p_2-(m+1)\,d,$$

причем разница между смежными членами очень не велика. В первом приближении можно сказать, что дублет $2p_{1,2}-(m+1)\,d$ вдвое слабее $2p_{1,2}-ms$.

Если сравнивать величину аномальной дисперсии в побочных сериях Na с дисперсией у D_1D_2, то по наблюдениям всегда создается впечатление, что побочные серии более интенсивны, чем это соответствует множителю Больтцмана [6].

Для калия произвести сравнение величины аномальной дисперсии в побочных сериях с величиной ее у главного дублета в предварительной работе было трудно, так как дублет 7645—7699 Å визуально наблюдается с трудом.

Тем не менее, предварительная работа показывает, что можно исследовать побочные серии с большой полнотой и у калия, даже, вероятно, до конца серии, если преодолеть следующее затруднение. Все щелочные соли слишком летучи и при повышении температуры кипят и выкипают, прежде чем будет достигнута высокая температура, при которой множитель Больтцмана позволяет наблюдать линии с высоких уровней. Пары солей оседают на близлежащих к раскаленной трубке более холодных ее частях и при сильном нагреве, испаряясь также и с этих частей, возвращаются в трубку, но только частично. Вследствие этого создается только небольшая плотность паров. Поднять температуру быстро невозможно: во-первых, при быстром кипении жидкая соль мгновенно выкидывается на закрывающие стекла; во-вторых, даже при более медленном нагревании диссоциа-

ция соли приводит к образованию в печи тумана, как при испарении нашатыря. Нужно долго ждать оседания тумана, а за это время соль выкипает.

Испробованы были едкие щелочи, которые вследствие восстановления графитом выделяют пары металла и, пожалуй, более удобны для исследования, чем другие соединения.

При низких температурах, наряду с дисперсией у резонансной линии, появляется дисперсия от полосатого спектра молекул металла (напр., Na_2), которая достигает значительной величины. Это особенно наглядно у натрия в красной части спектра, где весь спектр сплошь заполнен полосами с сильной аномальной дисперсией, и дублет 6154—6171 Å, закрытый ими, никак не может быть наблюдаем. Однако при быстром подъеме температуры почти внезапно, как по волшебству спектр совершенно очищается от полос вследствие диссоциации Na_2, и на их месте появляется слабый, иногда едва видимый дублет 6154—6171 Å. В этом случае, очевидно, легко количественно проследить за процессами диссоциации и возбуждения.

Однако жидкие окиси щелочей проникают в толщу стенок и, восстанавливаясь там (особенно едкий калий), разрушают трубку, образуя в ней трещины. Хлористые соли дают очень малую плотность паров. Кремнекислый калий вел себя как смесь едкого калия и жидкого кварца и при восстановлении графитом также разрушал трубку. Несомненно, не очень трудно прогонять через трубку пары щелочей большой плотности из постороннего резервуара и только раскаливать эти пары в трубке печи до высокой температуры. Однако это требует не очень простой при такой температуре конструкции.

Кинг[1] наблюдал в печи лучеиспускание линии Ca II, Sr II, Ba II, и притом с большой интенсивностью даже при сравни-

[1] A. S. King, Astrph. J., **48**, 13, 1918.

тельно низких температурах. Далее Кинг[1] в этих линиях наблюдал довольно сильное поглощение. Он даже констатировал, что линии эти ослабевают при прибавлении паров щелочей с более низким потенциалом ионизации, так как повысившаяся концентрация электронов по законам диссоциации заставляет итти назад диссоциацию щелочноземельных атомов на ион и электрон.

Поэтому весьма интересно было посмотреть в предварительных опытах, какова дисперсия в парах щелочно-земельных металлов. Для этой цели был выбран барий, так как потенциал ионизации (5.19 V) у бария наиболее низкий, и линии ионизованного бария $2S_{\frac{1}{2}}—2P_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}$, именно 4934 и 4554 Å, легко доступны для визуальных наблюдений. Поэтому не трудно было сравнить порядок величины дисперсии у этих линий с дисперсией у единственной сильной линии одиночников бария $^1S_0—^1P_1$ (5536 Å). Оказалось, что крюки у линии 5536 Å всего лишь приблизительно в семь раз дальше от линии чем у фиолетовых линий, так что порядок отношения чисел вибраторов Nf равен 50. В настоящее время в нашей лаборатории как раз исследуется (К. И. Жеребцовой) спектр бария для определения сил вибраторов, но пока лишь в более далекой ультрафиолетовой части; при этом целью является исследование более высоких членов серии $1S—mP$. Поэтому в печи Кинга была просмотрена дисперсия Ва в видимой части спектра. Установлено следующее.

Поражает слабость линии $^1S_0—^1P_1$ и обилие линий с довольно сильной аномальной дисперсией, именно: несколько линий мультиплета P_id_j, триплетов 5425, 5519, 5778, линия бергмановской серии одиночников $3D—4F$ (5827), 5 линий штрихованных мультиплетов $3d_i—3p'_j$ и 7 линий $3d_i—md_j$.

В нашей лаборатории в ближайшем будущем будет сделана попытка выяснить при помощи дисперсии вопрос о сте-

---

[1] A. S. King, Astrph. J., 55, 380, 1922.

пени ионизации атомов бария, но при более низких температурах, в более контролируемых условиях.

Работа Кинга[1] с вольфрамом и рением показывает, что и пары вольфрама, плавящегося при 3450° С, доступны для исследования методом лучеиспускания, так как в данном случае образующийся карбид вольфрама, вероятно, испаряясь и диссоциируя, дает достаточную плотность паров вольфрама уже при 3000° С. Нет основания думать, что наиболее интенсивные линии вольфрама не будут доступны для исследования методом дисперсии. Таким образом, почти несомненно, что метод дисперсии приложим к линиям с нижних уровней атомов всех существующих элементов, кроме атомарного углерода. Пары углерода дают без труда полосатый спектр лучеиспускания молекул C_2, но дисперсию в этом молекулярном спектре наблюдать пока не удавалось. Для атомарного же углерода, насколько известно, еще не наблюдался в печи Кинга даже и спектр лучеиспускания.

8. Измерение крюков в узких мультиплетах

В основу всех предполагаемых измерений кладется формула Зеллмейера, которая эмпирически проверена лишь с точностью до 2.5%.[2]

Казалось бы, что, предприняв далеко идущую работу, необходимо более тщательно увериться в правильности основ измерений. Однако проверку основной формулы нет никакой надобности вести при высоких температурах. Эта проверка и проектируется теперь в условиях, во много раз более благоприятных, чем в 1911 г. Прежде всего, проверить нужно не самую формулу Зеллмейера, а ее производную. Таким образом, проверка, как уже указано было в 1915 г.,[3]

---

[1] A. S. King, Astrph. J., 75, p. 379, 1932.

[2] Д. С. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах натрия. СПб., 1912 [7].

[3] Д. С. Рождественский. Простые соотношения в спектрах щелочных металлов. СПб., 1915 [8].

должна состоять в измерении расстояния крюков от линии при различных компенсирующих стеклах. Это исключает почти полностью идею фотометрирования измерений. Во-вторых, столб паров должен быть ограничен стеклами резко и иметь всюду одинаковую и постоянную температуру, что требует работы при низкой температуре. Наконец, длина трубки должна быть очень велика, чтобы плотность паров была, по возможности, мала и можно было приблизить крюк непосредственно к линии. Несомненно, что разрешающая сила спектрографа должна быть чрезвычайно велика (но все же главным элементом его будет решетка, а не эшелон), чтобы можно было как можно ближе подойти к линии, так как возможные отступления должны возрастать по мере приближения к линии.

Вероятно, наиболее удобным объектом исследования будут пары калия, красный дублет которого достаточно широк, чтобы каждую линию можно было принять за одиночную. Так как абсолютную установку можно сделать совершенно неизменяемой в течение десятков минут, то фотографирование крюков можно производить на пластинках, практически не имеющих зерна, и этим способом повысить точность проверки основной формулы по крайней мере еще в четыре раза (см. далее, стр. 357). Нет сомнения, что формула может быть проверена с точностью по крайней мере до $0.1^0/_0$.

Спектры, которые предполагается исследовать, известны изобилием и теснотой линий (вся группа длинного периода железа и другие). Хотя число линий, сопровождаемых аномальной дисперсией, гораздо меньше, тем не менее рассмотрение возможных линий с аномальной дисперсией в спектре железа, по данным К. Бернса и Ф. Вальтерса,[1] показывает, что линии очень часто будут лежать на расстояниях, которые меньше 2Å. Поэтому существенно было исследовать

[1] K. Barns u. F. Walters, Publ. of the Allegheny Obs., **6**, № 12, pp. 159—211, 1929.

и теоретически и практически, насколько точны будут измерения в этом случае. Объектом исследования был выбран триплет хрома, измерение которого представляет значительные трудности [9]. Во-первых, он очень тесен. Все три линии заключены в промежутке, равном $^2/_3$ ширины желтого дублета натрия. Во-вторых, он соответствует исходному уровню с энергией в 7600 $см^{-1}$, вследствие чего триплет появляется только при сравнительно высоких температурах, когда столб перегоняемых паров не спокоен, так как плотность паров в центре трубки очень велика. Но зато он хорошо виден и расположен в области большой чувствительности фотопластинок.

По фотометрическим измерениям Фрерихса[1] отношения интенсивностей компонент исследуемого триплета хрома очень близки к теоретическим, и это могло служить нам для контроля наших измерений.

В тесном триплете нужно было еще поместить крюки между линиями и, кроме того, иметь настолько большие расстояния между крюками, чтобы была обеспечена возможность измерения этих расстояний с точностью до $1^0/_0$.

На фиг. 5 дана увеличенная в 30 раз репродукция триплета. Расстояние между ближайшими линиями — всего 1.5 Å, а между крайними не превышает 4 Å. Редко бывают более тесные мультиплеты и более трудные объекты для фотографирования и измерения. Исследование этого триплета даст меру возможностей метода крюков и укажет, в каком направлении следует искать усовершенствования.

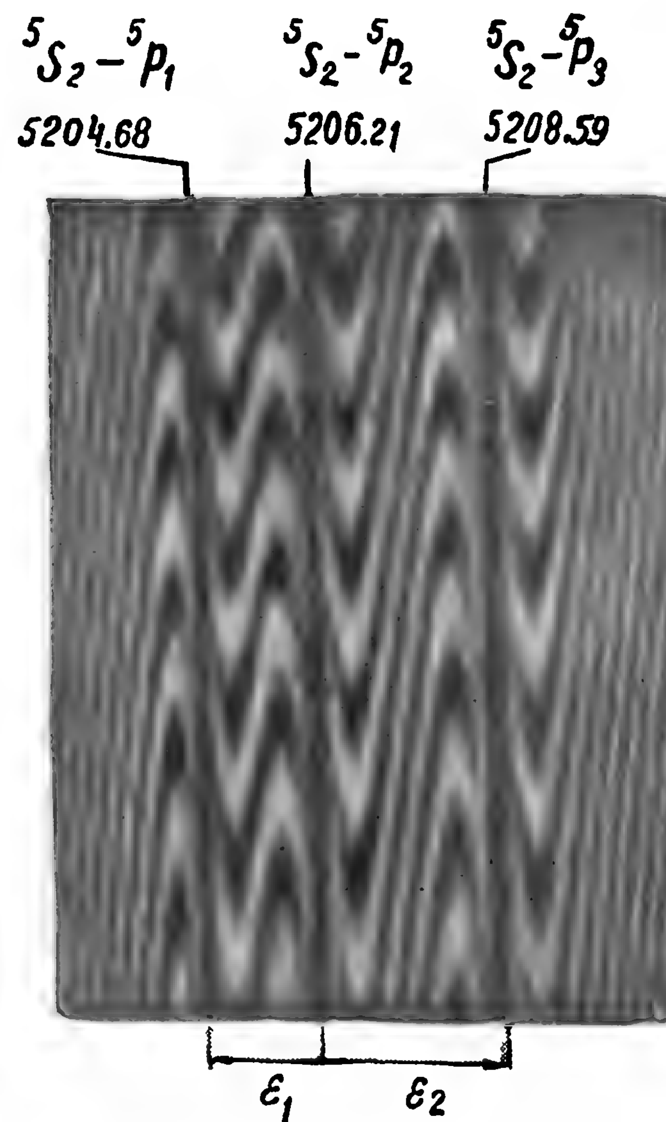
Справа и слева от крюков у линий триплета видны тесные наклонные полосы на расстояниях приблизительно в 0.15 Å друг от друга, образующиеся при введении на пути одного из лучей в интерферометре плоскопараллельного стекла толщиной в 32 мм.

В этой области спектра спектрограф разрешает 0.08 Å. Уже отсюда можно судить, что разрешающая сила спектро-

---

[1] R. Frerichs, Ann. Phys., 81, p. 807, 1926.

графа использована полностью. Крюки очень остры и узки. Установка нити микрометра на крюк очень точна. Получить подобный резкий и острый крюк является основной целью измерения сил вибраторов по методу дисперсии. Это достигается двумя способами: повышением величины дисперсии (плотности и толщины слоя) паров и увеличением толщины пластинки стекла, вставляемой для образования крюков. Интерференционная полоса чертит в спектре около одной линии поглощения кривую дисперсии $n-1=m+\frac{a}{\delta}-b\delta$, где m — постоянная, δ — расстояние крюка от линии, a пропорционально плотности и толщине слоя паров, b пропорционально толщине стекла. Положение крюка определяется уравнением $\delta_1=\sqrt{\frac{a}{b}}$. Ошибка α установки на крюк пропорциональна ширине крюка. Возьмем вправо и влево от крюка точки $\delta_1+\frac{\Delta\delta}{2}$ и $\delta_1-\frac{\Delta\delta}{2}$, соответствующие какому-нибудь определенному, всегда одинаковому изменению ординаты $\Delta(n-1)$.



Фиг. 5.

Тогда можно $\Delta\delta$ принять за меру ширины крюка и, воспользовавшись разложением Тейлора, получить относительную ошибку

$$\frac{\alpha}{\delta_1}=\frac{C}{\delta_1}\frac{1}{\sqrt{\frac{d^2(n-1)}{d\delta^2}}}=C_1\frac{\delta_1^{1/2}}{a^{1/2}}=C_1\frac{1}{\delta_1^{1/2}b^{1/2}}=C_1\frac{1}{a^{1/4}b^{1/4}}, \quad (12)$$

где C и C_1 — константы.

Это значит:

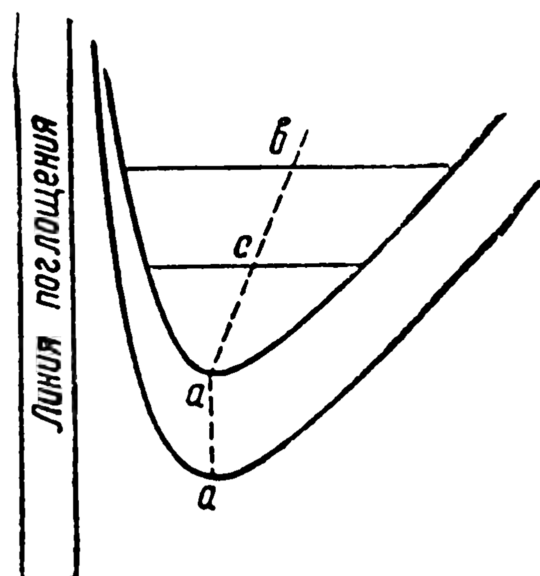
1. При заданной дисперсии a ошибка $\frac{\alpha}{\delta_1}$ уменьшается по мере того, как крюк приближается к линии при увеличении толщины стекла. Это уменьшение пропорционально корню квадратному из расстояния крюка до линии, если оно заметно превышает разрешаемую величину.

2. При заданной толщине стекла b ошибка $\frac{\alpha}{\delta_1}$ уменьшается, когда, обратно предыдущему, крюк отодвигается от линии при повышении дисперсии. Это уменьшение также пропорционально корню из δ_1.

3. Если удерживать крюк на одном месте, одновременно повышая дисперсию паров и толщину стекла, то ошибка уменьшается пропорционально корню квадратному из дисперсии, так как в той же мере крюк становится у́же и острее.

Итак, повышение дисперсии является самым существенным фактором для увеличения точности измерений. Ему ставит предел в не абсолютной установке тот факт, что при очень быстрой перегонке паров границы цилиндрического столба паров начинают терять свою устойчивость; столб принимает призматическую форму, колеблется. Отсюда следует необходимость фотографировать дисперсию с малыми экспозициями. Однако для определенности крюка крупность зерна фотопластинки играет гораздо бо́льшую роль, чем для спектральной линии. Обычные чувствительные пластинки почти никогда не дают возможности использовать до конца разрешающую силу спектрографа. Для этой цели нужно почти в любом спектрографе в несколько раз повысить увеличение (фокусное расстояние). Только после замены чувствительных пластинок репродукционными, чрезвычайно мелкозернистыми, удалось получить столь резкие крюки даже при увеличении негатива в 10 раз и тем самым использовать разрешающую силу спектрографа, причем экспозиция увеличилась в 4 раза (от 10 до 40 сек.).

Под микроскопом компаратора картина радикально изменилась; возможно стало увеличение микроскопа до 50 крат, и вообще качество измерений значительно повысилось по сравнению с прежними работами. Как будет видно далее, в этом отношении все же не достигнут предел возможных улучшений. Нужно и можно обратно тому, как принято, еще вдвое уменьшить фокусное расстояние спектрографа и соответственно уменьшить крупность зерна. Однако здесь границу ставит то обстоятельство, что при дальнейшем уменьшении зерна чувствительность фотослоя сильно падает и экспозиция стремительно растет, а бо́льшие экспозиции при большой плотности паров недопустимы.



Фиг. 6.

На фиг. 6 изображен соответственно действительности несимметричный крюк. Его сторона, обращенная к линии, гораздо круче, чем противоположная.

Здесь, как показал Г. С. Кватер,[1] — источник некоторых недоразумений. Не может быть иного метода установки на минимум кривой (фиг. 6, точка *a*), как вытекающая из единственно возможного определения касательной установки на середину хорды (точки *b* и *c*). Но как математически, так и физически нужно перейти к пределу все более приближающихся к точке *a* хорд. Если крюк симметричен, то этот переход не имеет значения. Но на фиг. 6 видно, что именно в осуществлении этого перехода лежит вся точность измерения при резко выраженной асимметрии крюка. Трудность усугубляется тем, что полоса имеет значительную ширину и спадающую вверх и вниз интенсивность.

[1] Г. С. Кватер, Изв. АН СССР., сер. физ., 4, № 1, стр. 73, 1940.

В результате всех этих обстоятельств установка на крюк значительно труднее, чем установка на спектральную линию. Установка по существу есть акт фотометрирования. При линейном объекте глаз бессознательно усредняет вдоль по линии фотометрирование по различным разрезам, перпендикулярным к линии. В крюке, симметричном или нет, вертикальное усреднение отсутствует, и глаз отдельно фотометрирует по каждой хорде изолиний. Отсюда следует, что нужно иметь при данном расстоянии δ_1 крюк с наименьшей асимметрией. Во-вторых, следует тщательно заботиться о переходе к пределу.

Ясно, что ошибка от асимметрии всегда будет увеличивать расстояние крюка от линии поглощения и, следовательно, увеличивать силу вибратора, особенно сильно вблизи от линии. Она должна систематически возрастать по мере приближения крюка к линии, так как асимметрия при этом вообще возрастает.

Такого рода систематическая ошибка возникла в работах В. К. Прокофьева;[1] причина ее приписана была неправильности формулы дисперсии, т. е. нелинейности электронного вибратора.

Однако ввиду важности вопроса о нелинейности вибраторов ошибка эта была тщательно анализирована в Государственном Оптическом институте. Детальным теоретическим анализом Г. Г. Слюсарева было установлено, что ограниченность разрешающей силы спектрографа не могла быть причиной этой ошибки, всегда увеличивающейся вблизи линии. Далее, Г. С. Кватер[2] выдвинул возможность вышеуказанного объяснения и доказал экспериментально систематическими измерениями со столбом паров Na, ограниченным плоскопараллельными стеклами, что при тщательном переходе

---

[1] В. К. Прокофьев, Труды Гос. Оптич. инст., III, вып. 25, 1928; Phil. Mag., 3, 1010, 1927. — В. К. Прокофьев и Г. А. Гамов, Труды Гос. Оптич. инст., IV, вып. 36, 1928.

[2] Г. С. Кватер, Изв. АН СССР, сер. физ., 4, № 1, стр. 73, 1940.

к пределу во время установки нити на крюк сила вибратора получается одинаковой, независимо от расстояния крюка от линии. Эта работа вновь подтверждает правильность формулы дисперсии более точно, чем это было сделано одним из авторов[1] данной статьи.

Однако если при измерении крюка можно избежать систематической ошибки от асимметрии, то остается случайная ошибка от неправильно распределенного зерна. И все же весьма часто можно получить настолько резкие крюки, что установка на них гораздо точнее, чем на линию поглощения между ними. Нужно помнить, что последняя поглощается лишь в одном из пучков интерферометра и потому, естественно, является туманной. Кроме того, в нее вливаются с обеих сторон интерференционные полосы, вытягивающиеся в линии, что сильно портит контур линии. Поэтому желательно все исследование вести так, чтобы избежать установки на линию поглощения и измерять лишь полное расстояние между двумя крюками, расположенными по обе стороны от линии, что вдвое уменьшает относительную ошибку измерений.

В дальнейшем будет показано, что благодаря этому приему, т. е. уменьшению зерна фотослоя и подбору условий для резкости крюков, можно измерять отношение сил вибраторов с точносгью до 1%, учитывая влияние очень близких соседей, а следовательно, значительно точнее, чем в прежних работах, несмотря на вынужденную тесноту крюков.

Из десятикратной установки на каждый крюк оригинального неувеличенного снимка, соответствующего фиг. 5, при 25-кратном увеличении микроскопа компаратора найдена средняя квадратичная ошибка, варьирующая от 0.4 до 0.95 μ, в среднем 0.6 μ, что соответствует ошибке в измерении длины

---

[1] Д. С. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах натрия. СПб., 1912 [10].

волны ~ 0.003 Å. Она меньше ошибки, делаемой при установке бифиляра на прекрасные деления стеклянной шкалы компаратора, иногда превышающей 1μ. Измеренные (в Å) расстояния между максимумами и минимумами крюков по обе стороны отдельных линий триплета оказались равными:

$$\delta_1 + \delta_2 = 0.5958 \pm 0.0046 \, (\pm 0.77\%);$$
$$\delta_3 + \delta_4 = 0.7737 \pm 0.0053 \, (\pm 0.68\%);$$
$$\delta_5 + \delta_6 = 0.8950 \pm 0.0043 \, (\pm 0.48\%).$$

Затем тот же снимок был увеличен приблизительно в 10 раз и снова измерен в тех же условиях, но с увеличением микроскопа 5 крат. Если бы измерительный аппарат был идеально точен, то относительная средняя ошибка измерения не уменьшилась бы. Но как и следовало ожидать из предыдущих измерений, компаратор с прекрасной современной шкалой недостаточно точен для измерения расстояния между крюками на оригинальном неувеличенном снимке при тонком зерне фотослоя. Поэтому относительная ошибка измерения $\delta_1 + \delta_2$ и т. д. уменьшилась теперь в 2.5 раза.

Абсолютная ошибка измерения расстояния между крюками на оригинальном снимке равна $\sim 0.9\mu$.

Поэтому для получения по оригинальному снимку той же точности измерения, что и по увеличенному в 10 раз, необходимо было бы иметь компаратор, позволяющий делать установку на крюк с точностью порядка

$$\frac{0.9}{2.5} = \frac{1}{4} \mu.$$

На самом деле оказалось, что этой точностью установки на крюк воспользоваться нельзя, так как все же случайность распределения зерна перемещает кажущимся образом крюк на 2—3μ и таким образом делает такую точность установки бесцельной.

Для проверки с оригинального негатива было сделано при 10-кратном увеличении два снимка при разных экспозициях на мелкозернистых диапозитивных пластинках. Затем

как на оригинале, так и на обоих увеличенных снимках измерялось расстояние между крюками. Так как на снимках справа и слева от каждой линии имеется по 7 крюков, расположенных друг под другом, и так как зерно эмульсии по-разному, вообще говоря, смещало максимум каждого крюка, то измерение расстояния производилось для двух разных пар крюков на каждом снимке. В табл. 9 приведены результаты измерений расстояний между крюками; №№ 1 и 2 соответствуют промеру двух пар крюков на неувеличенном снимке, №№ 3, 4, 5 и 6 — аналогичные измерения тех же крюков по увеличенным фотографиям; *M* дает среднее из 6 величин и его ошибку; *C* означает среднюю относительную ошибку отдельного измерения, которое нужно сравнивать с относительной ошибкой результата десятикратного измерения неувеличенного снимка (№ 1) под буквой *A* и увеличенного снимка (№ 3) под буквой *B*. Среднее отношение $\frac{C}{B}$, примерно равное 4, указывает, во сколько раз можно было бы улучшить измерения, делая зерно более тонким и переходя к практически беззернистым пластинкам, где зерна распределены однородно. Ни репродукционные пластинки, ни диапозитивные пластинки наименьшей чувствительности еще не являются достаточно мелкозернистыми.

Таким образом, и в этом, одном из самых невыгодных случаев (узкий триплет) можно достигнуть значительней точности, с ошибкой меньшей 1%, если только дисперсия достаточно велика. Несомненно, что будут случаи, когда возможны измерения до 0.1%, но, с другой стороны, при малой дисперсии будут и плохие измерения; поэтому нужно всеми мерами стараться увеличивать плотность и длину столба паров.

Что касается уменьшения зерна пластинки, то несомненно, представляет большую выгоду возможно больше уменьшить увеличение спектрографа, чтобы не увеличивать экспозицию при съемках на пластинках меньшей чувстви-

тельности и меньшого зерна. Для измерения снимок должен быть увеличен на пластинках с практически беззернистым слоем.

ТАБЛИЦА 9

№	$\delta_1+\delta_2$	$\delta_3+\delta_4$	$\delta_5+\delta_6$
1	0.5958	0.7737	0.8950
2	0.5985	0.7746	0.8950
3	0.6009	0.7680	0.8882
4	0.5915	0.7658	0.8898
5	0.5975	0.7712	0.8784
6	0.6100	0.7535	0.8898
M	0.5975±0.0031 (±0.52%)	0.7678±0.0033 (±0.43%)	0.8895±0.0026 (±0.30%)
C, %	1.26	1.06	0.72
A, %	0.77	0.68	0.48
B, %	0.29	0.22	0.26

Возможность пользоваться увеличенным снимком для измерений предполагает веру в неизменяемость слоя желатина до долей микрона при обработке слоя.

Впрочем, все элементы измерения здесь сосредоточены на ничтожном участке желатина величиной в 1×3 мм^2, который действительно можно считать неизменяемым при соблюдении известных правил.

Вредное влияние тесных линий друг на друга заключается исключительно в том, что они смещают положение крюков между линиями. Влияние на положение крюка любого количества сколь угодно тесных линий легко учитывается более или менее сложными вычислениями. Здесь кратко будет дан план расчета и результаты для исследуемого триплета.

Как было показано выше (стр. 318), для длины волны λ_a максимума и минимума каждого крюка имеет место уравнение (3)

$$\sum_j \frac{\beta_j}{(\lambda_a-\lambda_j)^2}=1.$$

В частном случае триплета, a принимает шесть значений, от $a=1$ до $a=6$, и соответственно этому для каждого крюка напишется свое уравнение (3).

Заменим разности $\lambda_a-\lambda_j$ через δ_a, и пусть

$$\lambda_1-\lambda_2=\varepsilon_1,\quad \lambda_2-\lambda_3=\varepsilon_2.$$

Тогда

$$\begin{aligned}
&\frac{\beta_1}{\delta_1^2}+\frac{\beta_2}{(\varepsilon_1+\delta_1)^2}+\frac{\beta_3}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2+\delta_1)^2}=1,\\
&\frac{\beta_1}{\delta_2^2}+\frac{\beta_2}{(\varepsilon_1-\delta_2)^2}+\frac{\beta_3}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\delta_2)^2}=1;\\
&\frac{\beta_1}{(\varepsilon_1-\delta_3)^2}+\frac{\beta_2}{\delta_3^2}+\frac{\beta_3}{(\varepsilon_2+\delta_3)^2}=1,\\
&\frac{\beta_1}{(\varepsilon_1+\delta_4)^2}+\frac{\beta_2}{\delta_4^2}+\frac{\beta_3}{(\varepsilon_2-\delta_4)^2}=1;\\
&\frac{\beta_1}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2-\delta_5)^2}+\frac{\beta_2}{(\varepsilon_2-\delta_5)^2}+\frac{\beta_3}{\delta_5^2}=1,\\
&\frac{\beta_1}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2+\delta_6)^2}+\frac{\beta_2}{(\varepsilon_2+\delta_6)^2}+\frac{\beta_3}{\delta_6^2}=1.
\end{aligned}\qquad (13)$$

Для вычисления β_1, β_2, β_3 по приведенным выше формулам необходимо знать расстояния $\delta_1, \delta_2, \ldots, \delta_6$ всех шести крюков от соответствующих им линий поглощения и знать, кроме того, ε_1 и ε_2.

Выше было сказано, что измерение δ_a требует двух установок: 1) на крюк и 2) на линию поглощения. При этом было выяснено, что последняя установка не может быть выполнена точно. Очевидно, что относительная ошибка измерения расстояния между крюками $(\delta_1+\delta_2)$ меньше ошибки измерения расстояния каждого крюка δ_1 и δ_2 от линии поглощения.

Очевидно также, что для увеличения точности величин β_j из уравнения (13) желательно было бы расчет производить не по измеряемым $\delta_1, \delta_2, \ldots, \delta_6$, а по более точно измеряемым суммам $\delta_1+\delta_2$, $\delta_3+\delta_4$, $\delta_5+\delta_6$, но для этого формулы (13) не приспособлены.

Поэтому искомые значения β_j и $\delta_1, \delta_2, \ldots, \delta_6$ вычисляются методом последовательных приближений следующим образом.

В первом приближении мы пренебрегаем в каждой из формул (13) членами, содержащими в знаменателе скобки, т. е. полагаем все $\delta \ll \varepsilon$ и подставляем

$$\text{вместо } \delta_1 \text{ и } \delta_2 \text{ значение } \Delta_1=\frac{\delta_1+\delta_2}{2};$$

$$\text{вместо } \delta_3 \text{ и } \delta_4 \text{ значение } \Delta_2=\frac{\delta_3+\delta_4}{2}; \tag{14}$$

и

$$\text{вместо } \delta_5 \text{ и } \delta_6 \text{ значение } \Delta_3=\frac{\delta_5+\delta_6}{2}.$$

Тогда с ошибкой, не превышающей 10%, искомое значение

$$\beta_1=\Delta_1^2; \quad \beta_2=\Delta_2^2; \quad \beta_3=\Delta_3^2. \tag{15}$$

Для вычисления второго приближения β_1, β_2, β_3 нам необходимо знать все $\delta_1, \delta_2, \ldots, \delta_6$, которые могут быть вычислены по измеренным расстояниям $2\Delta_1$, $2\Delta_2$, $2\Delta_3$.

Из первых двух формул (13) можно найти выражение для $\frac{\delta_2-\delta_1}{\Delta_1}$ — величину, не превосходящую 0.05, как функцию только Δ_1:

$$\frac{\delta_2-\delta_1}{\Delta_1}=2\,\frac{\dfrac{\beta_2}{\varepsilon_1^2}\dfrac{\Delta_1}{\varepsilon_1}\dfrac{1}{\left(1-\dfrac{\Delta_1^2}{\varepsilon_1^2}\right)^2}+\dfrac{\beta_3}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2)^2}\cdot\dfrac{\Delta}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2)}\dfrac{1}{\left[1-\dfrac{\Delta_1^2}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2)^2}\right]^2}}{1-\dfrac{\beta_2}{2\varepsilon_1^2}-\dfrac{\beta_3}{2(\varepsilon_1+\varepsilon_2)^2}}. \tag{16}$$

По измеренному расстоянию $2\Delta_1$ и известным первым приближениям β_2 и β_3 по этой формуле легко вычислить

разность $\delta_2 - \delta_1$, а зная сумму $\delta_2 + \delta_1 = 2\Delta_1$, определить и самые величины δ_1 и δ_2 с ошибкой, не превышающей 0.1%.

Аналогичным образом можно определить с той же степенью точности величины δ_3, δ_4, δ_5 и δ_6.

Тогда любое из первых двух уравнений (13) позволяет вычислить второе приближение величины β_1 по известным нам первым приближениям β_2 и β_3 и вычисленному значению δ_1 или δ_2. Аналогично определяется второе приближение β_2 и β_3.

Зная второе приближение для β_1, β_2, β_3 и повторяя весь процесс расчета, находим третье приближение β_1, β_2 и β_3, отличающихся от истинных значений β_1, β_2, β_3 не больше чем на 0.1%.

Очень хорошие результаты дают упрощенные формулы, которые не требуют вычисления отдельных значений δ_1, $\delta_2, \ldots, \delta_6$:

$$\begin{aligned}
\frac{\beta_1}{\Delta_1^2} &= 1 - \frac{\beta_2}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 - \Delta_1)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 + \Delta_1)^2}\right] - \frac{\beta_3}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \Delta_1)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \Delta_1)^2}\right];\\
\frac{\beta_2}{\Delta_2^2} &= 1 - \frac{\beta_1}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 - \Delta_2)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 + \Delta_2)^2}\right] - \frac{\beta_3}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_2 + \Delta_2)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_2 - \Delta_2)^2}\right];\\
\frac{\beta_3}{\Delta_3^2} &= 1 - \frac{\beta_1}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \Delta_3)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \Delta_3)^2}\right] - \frac{\beta_2}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_2 - \Delta_3)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_2 + \Delta_3)^2}\right];
\end{aligned} \qquad (17)$$

и в этом случае β_1, β_2 и β_3 вычисляются по методу последовательных приближений.

В табл. 10 приведены последовательные два приближения расчетов разностей $\delta_2 - \delta_1$, $\delta_3 - \delta_4$ и $\delta_5 - \delta_6$.

В табл. 11 сведены все результаты вычислений β_1, β_2 и β_3 по разработанной схеме. Во 2-м, 3-м и 4-м столбцах помещены 1-е, 2-е и 3-е приближения этих величин, вычисленные по формулам (13), и приведены их отношения. В 5-м и 6-м столбцах 2-е и 3-е приближения, вычисленные по упрощенным формулам, и их отношения, и в 7-м столбце теоретически ожидаемые отношения чисел вибраторов для линий исследованного триплета хрома.

ТАБЛИЦА 10

Измерено	1-е приближение		2-е приближение	
$2\ \Delta_1 = 0.5975$	$\delta_2 - \delta_1 = 0.00890$	$\delta_1 = 0.2942$ $\delta_2 = 0.3033$	$\delta_2 - \delta_1 = 0.01234$	$\delta_1 = 0.2947$ $\delta_2 = 0.3028$
$2\ \Delta_2 = 0.7678$	$\delta_3 - \delta_4 = 0.00393$	$\delta_3 = 0.3858$ $\delta_4 = 0.3820$	$\delta_3 - \delta_4 = 0.00400$	$\delta_3 = 0.3875$ $\delta_4 = 0.3803$
$2\ \Delta_3 = 0.8895$	$\delta_5 - \delta_6 = 0.00548$	$\delta_5 = 0.4475$ $\delta_6 = 0.4420$	$\delta_5 - \delta_6 = 0.00488$	$\delta_5 = 0.4471$ $\delta_6 = 0.4424$

ТАБЛИЦА 11

β	1-е приближение	2-е приближение	3-е приближение	Вычисление по упрощенной формуле		Теория
				2-е приближение	3-е приближение	
1	2	3	4	5	6	7
β_1	0.08922	0.08173	0.0822	0.08179	0.0824	
β_2	0.1474	0.1349	0.1367	0.1347	0.1355	
β_3	0.1978	0.1908	0.1915	0.1931	0.1938	
$\frac{\beta_1}{\beta_3}$	$0.4512 = \frac{3.16}{7}$	$0.4275 \pm 1.17\%$ $\frac{2.993}{7}$	$0.4292 = \frac{3.004}{7}$	$0.4236 = \frac{2.9652}{7}$	$0.4250 = \frac{2.9750}{7}$	$0.4286 = \frac{3}{7}$
$\frac{\beta_2}{\beta_3}$	$0.7448 = \frac{5.21}{7}$	$0.7067 \pm 1.06\%$ $\frac{4.947}{7}$	$0.7138 = \frac{4.997}{7}$	$0.6975 = \frac{4.8825}{7}$	$0.6992 = \frac{4.8944}{7}$	$0.7143 = \frac{5}{7}$

Из табл. 11 видно, что для отношения сил вибраторов, соответствующих трем линиям триплета, получается

$$f_1 : f_2 : f_3 = 3.004 : 4.997 : 7.000,$$

вместо теоретически ожидаемого

$$f_1 : f_2 : f_3 = 3 : 5 : 7.$$

Совпадение должно назвать превосходным.

Изложенное в данном параграфе с несомненностью подтверждает, что метод дисперсии значительно превосходит по своей точности методы лучеиспускания и поглощения.

Заключение

На основании полученных в настоящей работе результатов можно дать ответы почти на все вопросы, поставленные в начале статьи, и, кроме того, наметить пути дальнейшего развития работ по определению методом дисперсии сил вибраторов, когда пары исследуемого вещества находятся при очень высокой температуре.

1. Нет особых трудностей в конструировании и изготовлении большого интерферометра с базой в 30 см и высокотемпературной вакуумной печи, подобной печи Кинга, телом нагрева которой является графитовая трубка.

2. Такие металлы, как железо и хром, при температуре 2300° начинают быстро разрушать графитовую трубку печи, образуя карбиды Fe и Cr. Это обстоятельство исключает возможность образования столба паров чистого металла достаточной плотности. Поэтому первоочередной задачей является замена графитовой трубки трубкой из Ta, Mo или W с футеровкой из MgO, ThO_2 или ZrO, которая могла бы служить в интервале температур от 1300 до 2600° C. Это позволит исследовать все элементы длинного периода, характеризуемые заполнением слоя $3d$, а также большинство элементов палладиевой и платиновой групп, характеризуемые заполнением слоев $4d$ и $5d$.

Исследования весьма немногих элементов, которые нельзя вести при температурах ниже 2600°, а равно и дисперсии в линиях с возбужденных уровней, придется поневоле про-

водить в печи с графитовой трубкой, в заведомо невыгодных условиях.

3. Длина и внутренний диаметр графитовой трубки (тело нагрева) должны быть определены в соответствии с заданной светосилой спектрографа, с учетом необходимости исключить возможность попадания на щель спектрографа излучения стенок трубки. С другой стороны, длина и внутренний диаметр трубки определяют потребляемую печью мощность при заданной наивысшей температуре.

Существующая печь на 30 kW достаточна для решения многих задач. Но для полного исследования сил вибраторов атомов большинства элементов необходимо увеличить в два раза длину и диаметр трубки печи, а потребляемую мощность довести до 100 kW, что потребует создания нового понижающего трансформатора с напряжением во вторичной цепи в 45 V и силой тока в нагреваемой трубке в 2250 A. Подобная печь позволит исследовать условия физико-химического равновесия многих систем при высоких температурах и подвергнуть проверке применимость закона Больтцмана.

4. Печь с трубкой, нагреваемой продольным током, почти не имеет инерции и принимает окончательную температуру в несколько секунд. Так как фотографирование спектрограммы с крюками длится около 1—2 мин., то возможно, как показал опыт, на короткое время поднимать температуру далеко за 3000° и исследовать при благоприятных обстоятельствах почти все элементы для линий, исходящих с основных орбит. Однако высокие орбиты остаются недоступными для метода дисперсии, так как ни в каком случае нельзя превысить температуру порядка 4000° и, следовательно, согласно закону Больтцмана, нельзя исследовать линии с орбит выше 25 000 $см^{-1}$.

5. Опыт изучения аномальной дисперсии в парах хрома показал, что в очень тесных мультиплетах можно измерять отношения сил вибраторов с точностью до 1—1.5%. Очень

тщательно промерены отношения сил вибраторов в зеленом триплете хрома $^5S_2 - {}^5P^0_{1,2,3}$, в котором расстояния между составляющими равны 1.5 Å и 2.4 Å.

Таким образом, показано, что в громадном большинстве случаев многолинейчатых спектров типа железа можно измерять силы вибраторов методом крюков в самых тесных скоплениях линий.

6. Для изучения дисперсии и измерения сил вибраторов линий, расположенных в ультрафиолетовой части спектра до 2400 Å, конструируется отражательный спектрограф аутоколлимационного типа с диффракционной решеткой и двумя сферическими вогнутыми зеркалами, позволяющий одновременно фотографировать в различных порядках спектра решетки. [11] Предстоит задача убрать в спектре вольтовой дуги мешающий спектр CN, что во всяком случае можно достигнуть, поместив дугу в безазотную атмосферу.

7. Программа дальнейшего развития начатой работы должна быть разделена на две части:

1) работу ближайшего времени и

2) работу более отдаленную.

Программа работ ближайшего времени может быть осуществлена с существующей установкой. Она включает:

1) изготовление спектрографа для ультрафиолетовой части спектра,

2) систематическое исследование интенсивностей в спектрах следующего ряда металлов:

Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn.

Расширенная программа работ включает:

1. Конструирование и изготовление вакуумной печи с длинной трубкой нагрева (до 50—60 см), питаемой от мощного трансформатора.

2. Исследование интенсивностей в побочных сериях спектров щелочных и щелочноземельных элементов.

3. Исследование элементов от J до Pd, Ag, Cd, характеризуемых достройкой слоя $4d$, и от Na до Pt, Au, Hg, характеризуемых достройкой слоя $5d$.

4. Исследовать особо тугоплавкие элементы, как Ta, Nb, Mo, W.

5. Осуществить измерения абсолютных значений сил вибраторов.

6. Исследовать спектры поглощения атомов редких земель.

Ленинград.
Спектроскопическая лаборатория
Академии Наук СССР.
Научно-исследовательский
физический институт ЛГУ.
1940.

ПРИЛОЖЕНИЯ



Д. С. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ

(Жизнь и деятельность)

Дмитрий Сергеевич Рождественский родился в 1876 г. в Петербурге в семье педагога. Среднее образование он получил в Петербургской шестой классической гимназии, которую окончил с серебряной медалью в 1894 г. В том же году он поступил на Естественное отделение Петербургского университета. Во время пребывания в университете Дмитрий Сергеевич участвовал в студенческом забастовочном движении в 1899 г. Университет он окончил в 1900 г. по Математическому отделению (самостоятельного Физического отделения в то время не существовало) с дипломом 1-й степени и был оставлен при университете для подготовки к профессорскому званию. Научную работу Дмитрий Сергеевич начал вести еще студентом под руководством профессора Н. Г. Егорова.

По окончании университета Дмитрий Сергеевич некоторое время продолжал свое образование за границей (во Франции и в Германии). Вернувшись в 1903 г. в Россию, он получил место лаборанта (по современной номенклатуре — ассистента) в Петербургском университете и в дальнейшим был связан с Петербургским, ныне Ленинградским, университетом почти непрерывно до самой своей смерти в 1940 г.

В 1912 г. Дмитрий Сергеевич защитил магистерскую диссертацию на тему „Исследование аномальной дисперсии

в парах натрия“. Эта работа была удостоена Менделеевской медали Академии Наук. В том же году он получил звание приват-доцента. В 1915 г. он защитил докторскую диссертацию на тему „Простые соотношения в спектрах щелочных металлов“ и был избран заведующим Физического института, а в 1916 г. — профессором Петроградского университета. В это же время он занялся совместно с группой видных ученых и инженеров (И. В. Гребенщиков, Н. Н. Качалов и др.) вопросами производства оптического стекла, настоятельно выдвинутыми нуждами русской армии во время первой мировой войны.

Деятельность Д. С. Рождественского уже в этот период достигла значительных размеров, однако полный размах она приобрела лишь после Великой Октябрьской социалистической революции.

Дмитрий Сергеевич принадлежал к числу тех передовых русских ученых, которые всегда стремились поставить науку на службу народу и сразу поняли, какие огромные и новые возможности открывает в этом отношении Великая Октябрьская социалистическая революция. В первый же год существования советской власти Д. С. Рождественский внес в Наркомпрос обширный и детально разработанный план организации Оптического института. Оптический институт был им задуман как учреждение нового типа, в котором тесно сочетались бы наука и практика. Впоследствии он сам писал: „Все мы были одушевлены одной общей задачей — созданием Оптического института — того учреждения нового типа, в котором неразрывно связывались бы научная и техническая задачи“.

Проект нашел полное признание в Наркомпросе, и 15 декабря 1918 г. Государственный Оптический институт был организован. Дмитрий Сергеевич состоял директором и активным руководителем Оптического института до 1932 г. и много способствовал развитию как научной оптики в СССР, так и всех отраслей оптической промышленности. Он прини-

мал непосредственное участие в пуске в ход первого советского завода оптического стекла (1923).

Деятельность Д. С. Рождественского была тесно связана и с Академией Наук СССР. В 1925 г. он был избран членом-корреспондентом, а в 1929 г. — академиком. По его инициативе при Академии была создана первоначально Комиссия по изучению редких земель, а затем Спектроскопическая лаборатория, которую он возглавлял до конца своей жизни. Блестящий организатор, человек умеющий заражать своим научным энтузиазмом окружающих, он собрал вокруг себя большое количество выдающихся физиков и инженеров, сумел воспитать целую плеяду талантливых учеников, создал крупную школу ленинградских оптиков.

Вопросы подготовки научных кадров всегда были в центре внимания Дмитрия Сергеевича. В период создания и развития Оптического института, он с исключительной энергией продолжал работу и в Ленинградском университете. В 1919 г. он организовал самостоятельное Физическое отделение на Физико-математическом факультете и провел коренную реформу преподавания физики. По его инициативе был разработан специальный курс математики, учитывающий интересы физиков; были также включены в программу все новейшие разделы физики и наряду с лекциями введены семинары с их активной формой обучения студентов. Реформа, проведенная Д. С. Рождественским, значительно повысила уровень обучения студентов и легла в основу всех тех последующих преобразований, которые привели к современным физическим факультетам университетов. Сам Дмитрий Сергеевич читал ряд лекционных курсов — по оптике, электричеству, электромагнитной теории света и вел семинары. Человек прямой, всегда принципиальный, беззаветно преданный своей Родине, он служил высоким примером для своих учеников и пользовался с их стороны глубокой любовью и уважением.

Научные работы Д. С. Рождественского относятся к различным разделам теоретической и прикладной оптики. Наи-

более обширную и значительную часть его многообразной научной деятельности несомненно составляют исследования по аномальной дисперсии в парах металлов. В течение своей жизни он много раз возвращался к теме об аномальной дисперсии: с нее он начал, готовясь еще молодым человеком к магистерской диссертации, ей была посвящена его последняя работа, опубликованная уже после его смерти.

Особенный размах работы по аномальной дисперсии получили в годы советской власти, когда под руководством Д. С. Рождественского и в Государственном Оптическом институте и в Ленинградском университете стали работать его ученики и сотрудники. Дмитрием Сергеевичем был создан совершенно новый и оригинальный метод точного количественного исследования аномальной дисперсии, изложенный в двух его, ставших классическими, исследованиях: „Аномальная дисперсия в парах натрия“ (1912) и „Простые соотношения в спектрах щелочных металлов“ (1915). С помощью нового метода, получившего название метода „крюков“, Д. С. Рождественский и его ученики поставили и решили большое число задач, имеющих первостепенную важность для теории строения атомов. Изучение аномальной дисперсии стало монополией советских физиков. Немногочисленные работы по аномальной дисперсии, выполненные за границей, произведены методом „крюков“ с помощью аппаратуры, скопированной с аппаратуры Рождественского.

В течение почти сорока лет, прошедших с момента появления первой работы Дмитрия Сергеевича, открытый им метод не потерял своей актуальности — случай очень редкий при современных бурных темпах развития физики. И в настоящее время целый ряд важных задач экспериментальной и теоретической спектроскопии решается методом „крюков“ Рождественского.

Работы Дмитрия Сергеевича по аномальной дисперсии нельзя рассматривать в отрыве от работ его учеников и последователей. Лишь в своей совокупности они полностью

отражают применимость метода Рождественского к решению основных задач теоретической спектроскопии на разных этапах ее развития. В период классической электронной теории основные задачи о взаимодействии света с веществом решались с помощью гипотезы, допускавшей, что электроны внутри атомов удерживаются квазиупругими силами. Такая гипотеза позволила решить ряд важных вопросов, в частности вопрос о резонансном раскачивании электронов падающей световой волной. Это дало возможность объяснить так называемый аномальный ход дисперсии вблизи линий поглощения. В спектре вблизи линии поглощения показатель преломления сильно возрастает по одну сторону от линии и круто спадает по другую сторону от нее. Этот ход выражается формулой, впервые данной Зеллмейером и получившей обоснование в теории квазиупругих электронов. Экспериментальное изучение аномальной дисперсии было интересно в двух отношениях: 1) для проверки гипотезы о квазиупругом характере внутриатомных сил и 2) для определения числа электронов N_i, обладающих собственной частотой колебаний ν_i. Эти электроны определяют одновременно ход аномальной дисперсии и интенсивность линий поглощения; их число представлялось существенной характеристикой строения атомов.

В то время, когда Д. С. Рождественский приступал к своей первой работе, сколько-нибудь точного метода изучения аномальной дисперсии не существовало. Вуд в незадолго до этого проведенных работах по аномальной дисперсии использовал старый способ „скрещенных призм", впервые предложенный еще Ньютоном для изучения дисперсии в стеклах. Однако этот способ не давал возможности получать необходимые количественные данные. Более обещающим был метод скрещенных интерферометра и спектрографа, предложенный Пуччианти. Этот метод вначале применил и Д. С. Рождественский, придя к нему самостоятельно и только впоследствии ознакомившись с работой Пуччианти. Но и метод

Пуччианти — Рождественского оказался мало пригодным для получения количественных данных. Он требовал промера большого числа точек на круто восходящей или ниспадающей части интерференционной полосы, где измерения кропотливы и недостаточно точны. Вблизи самой линии поглощения полосы идут так круто и расположены так близко друг к другу, что промеры вообще становятся невозможными. Тогда Дмитрий Сергеевич подверг метод измерения аномальной дисперсии существенному и в высшей степени остроумному изменению. Введя в одну из ветвей интерферометра плоскопараллельную стеклянную пластинку, он получил вблизи полосы поглощения характерный изгиб интерференционных полос, названный им „крюками". Теория метода, развитая Д. С. Рождественским, показала, что по положению этих крюков можно непосредственно измерить величину дисперсии паров около линии поглощения. Подбором соответственной толщины стеклянной пластинки можно всегда отодвинуть крюки от линии поглощения и добиться такого их положения, при котором измерения будут легко выполнимыми и точными. В этом огромное преимущество метода Рождественского: измерения производятся просто, точно и могут выполняться на столь малых расстояниях от линии поглощения, где все другие методы перестают быть пригодными.

Пользуясь своим методом Дмитрий Сергеевич прежде всего промерил точно ход аномальной дисперсии вблизи D-линий натрия. Результаты измерений оказались в прекрасном соответствии с формулой Зеллмейера. Незначительные отступления наблюдались лишь на очень малых расстояниях от линии, при этом можно было показать, что они носят „инструментальный" характер: при фотографировании спектра в разных порядках диффракционной решетки они получились разными. Истинное происхождение этих отступлений было выяснено значительно позже (1941) Г. С. Кватером, учеником и одним из продолжателей работ Д. С. Рождественского. Г. С. Кватер выяснил, что причина отступлений лежит

в характере распределения интенсивности в пределах интерференционной полосы. Он указал критерии, при соблюдении которых отступления не заметны.

Таким образом, уже первая работа Д. С. Рождественского показала весьма точную выполнимость формулы Зеллмейера и, как казалось, подтвердила гипотезу о квазиупругом характере внутриатомных сил. Впоследствии, на сессии Академии Наук СССР в марте 1936 г., Дмитрий Сергеевич сказал: „Вряд ли кто-нибудь тщательнее меня вдоль и поперек исследовал эти кривые, и мой ответ: да, эти кривые — гиперболы и, следовательно, электрон имеет квазиупругую связь. К счастью, присущий мне скепсис заставил меня прибавить: впрочем, достаточно линейности уравнений, заведующих колебаниями электрона, чтобы обусловить гиперболу, не входя в рассмотрение вопроса о существе связи". Последняя фраза весьма замечательна: она характеризует научную осторожность и прозорливость Д. С. Рождественского. Он допускал возможность и иного толкования законов аномальной дисперсии, отличного от толкования, основанного на наглядном модельном представлении о квазиупругих колебаниях электрона внутри атома. Но если теоретические выводы и не были однозначны, то во всяком случае после работы Дмитрия Сергеевича стало ясно одно: всякая будущая теория должна считаться с точной выполнимостью формулы Зеллмейера.

В первых же своих работах Д. С. Рождественский получил еще один, не менее важный результат. Он промерил отношение числа вибраторов N_1 и N_2 для D-линий натрия и получил для него значение 2 с точностью до 2.5⁰/₀. Он показал, что это отношение не зависит ни от температуры ни от давления паров и, следовательно, определяется свойствами самих атомов натрия. Несколько позже, отношения, близкие к 2, он получил и для составляющих головных дублетов калия, рубидия и цезия. Результат этих измерений оказался, таким образом, весьма существенным: отношения

интенсивностей спектральных дублетов целочисленны. Этот факт, в то время совершенно непонятный, указал на своеобразие законов, которым подчиняются внутриатомные процессы; он нашел впоследствии объяснение лишь в квантовой механике.

В последние годы своей жизни Дмитрий Сергеевич предпринял и выполнил новое большое исследование по аномальной дисперсии. Употреблявшаяся в первых его работах экспериментальная методика позволяла исследовать лишь сравнительно легкоплавкие элементы. Вещество вводилось в эвакуированную кварцевую трубку и нагревалось электрической печью из нихрома или платины. Это позволяло достигать относительно невысоких температур, не превышающих 1200° С. Была очевидна потребность перейти к более высоким температурам и включить в круг исследований трудно испаряемые элементы. С этой целью Д. С. Рождественский приступил к созданию новой экспериментальной установки с высокотемпературной вакуумной печью (так называемой печью Кинга) с телом накала в виде графитовой трубки.

Работа была связана с преодолением больших технических трудностей. В одну из ветвей интерферометра, тончайшего оптического прибора, требовалось ввести громоздкую печь, легко нарушающую строгий температурный режим, необходимый для получения устойчивой интерференционной картины. После года напряженной работы все трудности были преодолены и создана новая установка, позволяющая работать при температурах вплоть до 3000° С. Экспериментальные возможности оказались сильно раздвинутыми, и Д. С. Рождественский наметил дальнейшую обширную программу исследований, которую ему суждено было выполнить лишь частично. Совместно с Н. П. Пенкиным он провел ряд измерений в спектре хрома и сделал качественные наблюдения аномальной дисперсии в парах железа. Для весьма узкого мультиплета хрома $^5S_2 - {}^5P_{1,2,3}$, были измерены отношения интенсивностей, оказавшиеся целочисленными и равными



Дмитрий Сергеевич Рождественский.

3 : 4 : 7. Уже после смерти Д. С. Рождественского Н. П. Пенкин, продолжая наблюдения над парами хрома, измерил отношения интенсивностей составляющих шести мультиплетов, в том числе мультиплета $^7S_3 - {}^7P_{2,3,4,}$, для которого отношение интенсивностей составляющих также оказалось целочисленным и равным 5 : 7 : 9.

Целочисленное отношение интенсивностей спектральных линий, открытое Д. С. Рождественским, получило объяснение уже в самом первом варианте квантовой теории атомов — в теории Бора. Однако наряду с успехами теории Бора вскоре вскрылись и ее недостатки. Во-первых, в ее рамки вообще не укладывалась теория аномальной дисперсии, во-вторых, она требовала целочисленности в отношении интенсивностей для составляющих всех спектральных мультиплетов без исключения. Измерения же Д. С. Рождественского показали, что в действительности отношения интенсивностей не всегда целочисленны: для второго дублета главной серии рубидия получалось отношение 2.6, а для третьего дублета цезия 7.4. Таким образом, опытный материал, даваемый работами Дмитрия Сергеевича, требовал пересмотра теории.

Выход из затруднения был дан квантовой механикой Шредингера — Гейзенберга, которая снова привела к формуле Зеллмейера и показала, что возможны отступления от целочисленных отношений интенсивностей составляющих спектральных мультиплетов. По квантовой механике гипотетическое число квазиупругих вибраторов N_i, входящее в формулы аномальной дисперсии, должно быть заменено произведением числа поглощающих атомов N_k на „вероятность переходов" f_{kl}. Метод „крюков" Рождественского позволяет непосредственно найти это произведение $N_k \cdot f_{kl}$. Для линий поглощения, принадлежащих к главной серии, число поглощающих атомов N_k может быть определено по давлению и температуре пара, и тогда метод „крюков" дает наиболее прямой и точный способ определения абсолютных значений вероятностей переходов. В других же случаях можно определить

относительные значения f_{kl}, что также представляет существенный интерес. Вероятности переходов принадлежат к числу основных характеристик свойств атомов. Наряду со значениями энергий электронных оболочек, они определяют механизм испускания спектральных линий. Таким образом, выясняется новая и весьма важная для всего развития учения об атомах область применения метода Рождественского.

Основные работы по использованию аномальной дисперсии для определения вероятностей переходов в атомах были выполнены еще при жизни Д. С. Рождественского его учениками и сотрудниками. В. К. Прокофьев и А. Н. Филиппов определили вероятность переходов для ряда последующих линий в главных сериях атомов щелочных металлов. По квантовой механике для простейшего из атомов — атома водорода — вероятности переходов для линий одной серии должны меняться обратно пропорционально кубу главных квантовых чисел. Для более сложных атомов возможны отступления от закона кубов. Знание этих отступлений важно для понимания характера взаимодействия между электронами в оболочках атомов. А. Н. Филиппов и В. К. Прокофьев наблюдали аномальную дисперсию у 25 последующих членов главной серии натрия и измерили вероятности переходов у 16 из них. Закон обратной пропорциональности интенсивностей кубам главных квантовых чисел подтвердился, начиная с одиннадцатого члена серии. Для первых членов интенсивности спадают гораздо быстрее. На головной дублет главной серии натрия приходится 98.2% от общей интенсивности, на все же остальные линии — менее 2%. Теоретический расчет, выполненный В. К. Прокофьевым методом квантовой механики, дал для первых четырех членов главной серии прекрасное совпадение с экспериментальными результатами.

Далее А. Н. Филиппов измерил вероятности переходов в 12 последующих членах главной серии лития. У лития обнаружился своеобразный ход вероятностей переходов: он не монотонен, вероятность перехода для третьего члена

серии больше, чем для второго. Этот экспериментальный результат также нашел подтверждение в квантомеханических расчетах, выполненных В. А. Фоком и М. И. Петрашень. Наконец, А. Н. Филиппов и В. К. Прокофьев исследовали ход вероятностей переходов в побочных сериях таллия. У таллия побочные серии являются сериями поглощения, и в этом отношении они аналогичны главным сериям щелочных металлов. Для второй побочной серии было найдено монотонное спадание интенсивности; для первой побочной серии вероятность переходов оказалась для четвертого члена в 1.8 раза больше, чем для третьего.

В конце обеих серий снова выполняется закон кубов.

Измерения, произведенные по методу Рождественского, позволили еще в одном отношении сопоставить выводы теории и опыта. По так называемому правилу сумм Томаса—Куна алгебраическая сумма всех вероятностей переходов с данного уровня должна равняться $^1/_3$ числа степеней свободы излучающего атома. А. Н. Филиппов и В. К. Прокофьев нашли, что для натрия и особенно для таллия это соотношение не оправдывается. Впоследствии этот результат был еще более точно подтвержден Г. С. Кватером. В. А. Фок теоретически показал, что такое расхождение между опытными данными и „правилом“ Томаса—Куна вполне закономерно и что „правило“ сумм требует существенного исправления.

Другая и также весьма важная область применения метода „крюков“ Рождественского — это определение числа поглощающих атомов N_k в тех случаях, когда известна вероятность переходов f_{kl}. Г. С. Кватер и Т. Г. Мейстер определили таким образом абсолютное значение упругости паров натрия и цезия в широком диапазоне температур. В этом же направлении весьма интересное исследование было выполнено Г. С. Кватером над парами таллия. Атом таллия характеризуется тем, что у него на небольшом расстоянии над

нормальным уровнем $2P_{1/2}$ расположен метастабильный уровень $2P_{3/2}$. При высокой температуре часть атомов окажется переведенной в метастабильное состояние $2P_{3/2}$ и тогда в спектре поглощения обнаружатся две побочные серии. Чем выше температура, тем большее число атомов будет находиться в метастабильном состоянии $2P_{3/2}$. Отношение числа атомов в состояниях $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ определяется законом Больцмана, являющимся одним из основных законов современной статистической физики. Г. С. Кватер, измеряя аномальную дисперсию в слое паров таллия определенной упругости в интервале температур 1165—1380° K, подтвердил выполнимость распределения Больцмана. Результат этот имеет большое принципиальное значение: до сих пор было известно несколько более или менее косвенных способов проверки формулы Больцмана, метод же „крюков" Рождественского дал наиболее прямой и точный способ проверки этого основного закона статистической физики.

Наблюдения над аномальной дисперсией позволили проверить и другой вывод из статистической физики, а именно, так называемую формулу Саха, дающую концентрацию ионов при термической ионизации. Н. П. Пенкин, продолжая после смерти Д. С. Рождественского работать на упомянутой выше установке с высокотемпературной печью, смог измерить концентрацию ионов бария в парах при высокой температуре. Результаты измерений для паров металлического бария оказались в хорошем согласии с формулой Саха. При введении же в печь солей бария (хлористый и азотнокислый барий) степень ионизации получается выше теоретической.

Наконец, коротко остановимся на применении метода Рождественского к изучению газового разряда. В разряде в газах и парах при низких давлениях присутствует настолько большое число возбужденных атомов, что можно наблюдать аномальную дисперсию около линий побочных серий. Благодаря этому метод „крюков" Рождественского позволяет

с большой степенью точности определить концентрации атомов в возбужденных состояниях. Знание же концентрации возбужденных атомов представляет существенный интерес для теории и практики газового разряда. Первые попытки использовать метод „крюков“ в этом направлении были предприняты Ладенбургом, который в точности воспроизвел в своей лаборатории установку Рождественского. Однако полученные им результаты были обесценены тем, что Ладенбург не производил сам измерений электрических характеристик газового разряда (концентрация электронов, электронная температура), а пользовался результатами других авторов. Такое использование чужих измерений в данном случае не законно, так как электрические характеристики разряда в высшей степени сильно зависят от условий наблюдений. В последние годы (1948—1950) комплексное исследование газового разряда было предпринято в оптической лаборатории в Ленинградском университете. Применение метода Рождественского полностью оправдало себя. Ю. М. Каган и Н. П. Пенкин, наблюдая аномальную дисперсию в возбужденных парах ртути, могли проследить заселение электронами отдельных энергетических уровней в атомах. Было выяснено резкое отступление заселенности уровней при малых плотностях тока и низких давлениях от равновесного, лишь при повышении плотности тока и давления пара заселенность уровней начинает приближаться к равновесной, однако не одновременно для разных уровней. Эти результаты представляют несомненный интерес для выяснения механизма свечения паров и газов при электрическом разряде.

Все эти примеры указывают, насколько актуальным остается метод „крюков“ Рождественского и в современной физике и какой широкий круг вопросов он позволяет ставить и решать.

Наш очерк научной деятельности Д. С. Рождественского будет далеко неполным, если мы, хотя бы кратко, не оста-

новимся на его исследованиях в других областях, в частности по теории спектров. Хотя объем этих его работ значительно меньше исследований аномальной дисперсии, все же они сыграли столь выдающуюся роль в развитии советской физики и в них так ярко сказался своеобразный и мощный талант Дмитрия Сергеевича, что они также заслуживают серьезного внимания. В 1919 г. при праздновании первой годовщины существования Государственного Оптического института Д. С. Рождественский выступил с большим докладом „Спектральный анализ и строение атомов". В этом докладе он высказал основные идеи о строении атомов и о структуре линейчатых спектров, развитые им несколько позже в целом ряде специальных статей. Для правильной оценки значения этих идей, надо вспомнить, чтó было в то время известно об атомах и о природе спектров. Знания ограничивались атомами водорода. В области систематики спектров остальных атомов были известны лишь старые эмпирические формулы Ридберга. С удивительной научной проницательностью Д. С. Рождественский сформулировал основные положения, позволившие расширить известную в то время теорию на спектры любых атомов. Вот эти положения:

1. Спектральные серии определяют орбиты валентных электронов в атоме.

2. Далекие орбиты в атомах щелочных металлов сходны с далекими орбитами водорода.

3. Число орбит валентных электронов в атомах щелочных металлов в точности равно числу орбит в атоме водорода.

4. Дублеты и триплеты создаются внутренним магнитным полем атома.

5. Причина аномального явления Зеемана также заключается в существовании внутреннего магнитного поля в атомах.

Спектр иона некоторого элемента походит на спектр нейтрального атома, предшествующего этому элементу в периодической системе Менделеева.

Таким образом, Д. С. Рождественский высказал все те основные идеи, которые позволили обобщить теорию Бора, первоначально относившуюся лишь к водороду и ионизованному гелию, на все другие атомы. Эти идеи, отчасти одновременно, а отчасти несколько позже, были высказаны на Западе рядом крупнейших физиков и легли в основу современной теории атомных спектров. Когда кончилась блокада, проводившаяся империалистическими странами в 1918—1920 гг., и советские физики смогли ознакомиться с тем, что было сделано в области атомных спектров за рубежом, то оказалось, что благодаря работам Д. С. Рождественского советская физика во многом опередила заграничную науку.

Д. С. Рождественский впервые дал анализ спектра иона магния; эта работа послужила образцом для многочисленных анализов спетров ионов, проведенных как его учениками в СССР, так и рядом физиков за границей. Наконец, особый интерес представляет его работа по анализу спектра неона. Здесь он полнее, чем кто-нибудь до него, проводит гипотезу о возможности испускания одной монохроматической линии при одновременном переходе двух электронов. Эта гипотеза не только имеет большое принципиальное значение с точки зрения понимания процесса лучеиспускания, но и является ключом к разгадке структуры сложных спектров атомов и ионов со многими валентными электронами.

Д. С. Рождественский никогда не замыкался в рамки отвлеченной теории. Он всегда ясно имел в виду практическое применение новых физических открытий и теорий. Дело шло не об узких, частных практических применениях, но о широких перспективах, о новаторских идеях в области техники. В любой области, которой Д. С. Рождественский посвящал свое внимание, он всегда умел сказать новое и оригинальное слово. В области прикладной оптики он не ограничился организационной работой, но провел блестящие изыскания по теории микроскопа. Как известно, теория микроскопа была впервые дана Аббе, который учел роль

диффракции при образовании изображения в микроскопе. Однако теория Аббе относилась к случаю освещения объекта когерентными лучами, что практически обычно не имеет места. Советский ученый Л. И. Мандельштам разобрал другой предельный случай — случай самосветящегося объекта, когда лучи некогерентны. Д. С. Рождественский разобрал наиболее общий случай и, что самое важное, случай, соответствующий реальным условиям освещения. Он ввел понятие о „степени“ когерентности света. Далее он показал, что при рассматривании более или менее прозрачных объектов (а такими всегда являются биологические объекты) существенную роль играют явления интерференции. Он сам произвел наблюдения различных биологических объектов и показал, что микроскоп может быть использован значительно эффективнее, чем это обычно имеет место. Его работы по теории микроскопа являются классическими и ждут дальнейшего развития и применения.

Всей своей жизнью Д. С. Рождественский являл пример подлинного ученого, не замыкающегося в узкие рамки отвлеченных изысканий, но страстно и напряженно работавшего на благо народа и своей Родины.

С. Э. Фриш.

ПРИМЕЧАНИЯ

Аномальная дисперсия в парах натрия

[1] Работа опубликована отдельным изданием в 1912 г. (СПб., тип. М. М. Стасюлевича). Предварительное сообщение (Доклад на заседании Физического отделения Русского физико-химического общества 8 декабря 1909 г.) см.: ЖРФХО, **42**, 87, 1910; то же по-немецки: Ztschr. Wiss. Phot., **9**, 37, 1910. В сокращенном изложении окончательная работа напечатана в: ЖРФХО, **7**, 1, 1912; по-немецки: Ann. Phys., **4**, 39, 307, 1912.

Работа в том виде, в котором она печатается в настоящем сборнике, была представлена Д. С. Рождественским в Ученый совет С.-Петербургского университета в качестве магистерской диссертации. После успешной защиты Д. С. Рождественскому была присуждена степень магистра.

Мы сочли также необходимым поместить тезисы диссертации, которые были в то время напечатаны отдельно.

[2] При чтении работы (особенно обзорной части) следует иметь в виду, что она написана в эпоху теории квазиупругого электрона, когда еще современной теории спектров не существовало. Поэтому некоторые утверждения автора с современной точки зрения оказываются не совсем точными. Однако основное содержание работы полностью сохранило свою научную ценность до настоящего времени.

Большая часть исследования посвящена экспериментальной проверке формулы Зеллмейера. Эта формула не утратила своего значения и в квантовой теории дисперсии, только в ней она выводится из других соображений, чем в классической.

Необходимо указать, что формулы квантовой теории дисперсии отличаются от классических тем, что в них входит член, дающий „отрицательную дисперсию“ („отрицательное поглощение“). Для объяснения экспериментальных результатов, в большинстве случаев, достаточно пользоваться классическими формулами, так как член, определяющий

„отрицательную дисперсию", играет существенную роль только в сильно возбужденных газах.

[3] Перевод цитаты из Пуччианти: „Спектральной полосе (банде), неразрешенной (роуландовской решеткой), соответствует один изгиб полос (интерференции), а той, которая разрешается, соответствует столько изгибов, на сколько линий она разрешается".

[4] Напомним, что в период, когда писалась работа, не существовало современной модели атома и отсутствовали представления о переходе электронов между различными энергетическими уровнями.

[5] Д. С. Рождественский сконструировал и построил новый тип интерферометра, чрезвычайно удобный для целей исследования аномальной дисперсии. Этот прибор получил название „интерферометр Рождественского". Подавляющее большинство работ по аномальной дисперсии выполнено с применением интерферометра Рождественского.

Теория интерферометра и способы его юстировки изложены в статье Д. С. Рождественского „Интерферометры для исследования аномальной дисперсии" (см настоящий сборник, стр. 261).

[6] Метод „крюков", разработанный Д. С. Рождественским, является наиболее точным для определения вероятностей переходов в спектрах атомов. Число работ, выполненных этим методом, очень велико, и большинство из них принадлежит советским ученым (школа Д. С. Рождественского). Метод крюков, созданный около 40 лет тому назад, не потерял своей значимости и до настоящего времени. Теперь он с успехом применяется не только для определения вероятностей переходов, но и для измерения концентрации нормальных и возбужденных атомов, что представляет большой научный и практический интерес (газовый разряд, физическая химия, астрофизика).

[7] Относительно учета зависимости r от λ смотри работу „Простые соотношения в спектрах щелочных металлов", стр. 189.

[8] Позднейшими измерениями самого Д. С. Рождественского и других можно считать установленным, что для составляющих мультиплета, имеющих общий нижний уровень, отношение $\frac{a_1}{a_2}$ не зависит от температуры и плотности паров. Напомним, что величины a_{ik}, входящие в формулу Зеллмейера, пропорциональны $f_{ik}\,N_i$. Очевидно, что в том случае, когда нижние уровни различные, отношение $\frac{a_{ik}}{a_{nm}}$ будет зависеть от условий возбуждения, так как от них зависят величины N_i и N_n.

[9] Вопрос о строгой точности формулы Зеллмейера интересовал Д. С. Рождественского в течение всей его жизни. Этому вопросу уделено внимание и в работе „Определение сил вибраторов в спектрах атомов (см. в настоящем сборнике, стр. 350). Отклонения экспериментальной кривой дисперсии от теоретической, определяемой формулой Зеллмейера,

наблюдающиеся вблизи линии поглощения, не удавалось объяснить инструментальной ошибкой. В частности, не имела успеха попытка объяснить эти отступления ограниченностью разрешающей способности спектрографа. Г. С. Кватер (ЖЭТФ, 12, 374, 1942; Вестн. ЛГУ, 2, 135, 1947) показал, что причина наблюдаемых отступлений лежит в характере распределения интенсивности в пределах интерференционной полосы. Он указал условия, при которых эти отступления не заметны.

Простые соотношения в спектрах щелочных металлов

[1] Работа вышла отдельным изданием в 1915 г. (Петроград, тип М. М. Стасюлевича). Это исследование было представлено Д. С. Рождественским в Ученый совет Петроградского университета в качестве докторской диссертации. После успешной защиты Дмитрию Сергеевичу была присуждена степень доктора.

[2] См. в настоящем сборнике стр. 135.

[3] См. в настоящем сборнике стр. 48.

[4] Напомним, что работа писалась в 1915 г., когда современной теории спектров не существовало. Представления, развиваемые в работе, соответствуют теории квазиупругого электрона. Здесь и дальше Д. С. Рождественский приписывает каждой спектральной линии вполне определенное число колеблющихся электронов. В период написания работы эта точка зрения была общепринятой.

[5] Перевод цитаты из работы Фюхтбауера и Гофмана: „Из наших исследований, которые, в силу малого поглощения линии $\lambda = 4593$ Å.—Е. при уже достаточно высокой для $\lambda = 4553$ Å.—Е. температуре, не достигают точности ранее сообщенных исследований, для отношения двух линий дублета цезия, во всяком случае, получается число, незначительно отличающееся от 1 : 3".

[6] Все эти соображения были использованы Г. С. Кватером, который впоследствии по предложению Д. С. Рождественского измерил абсолютные значения чисел f для некоторых линий натрия и таллия и проверил формулу Зеллмейера (ЖЭТФ, 12, 374, 1942. Вестн. ЛГУ, 2, 135, 1947).

[7] См. в настоящем сборнике стр. 60.

[8] См. в настоящем сборнике стр. 92.

[9] См. прим. [9] к работе „Аномальная дисперсия в парах натрия". Метод „крюков" получил прочное теоретическое основание, после того как Г. С. Кватером было доказано, что формула Зеллмейера правильно описывает экспериментальную кривую дисперсии.

[10] См. в настоящем сборнике стр. 50.

[11] Почти все измерения Д. С. Рождественского производились методом „крюков" на расстояниях, далеких от линии поглощения. По-

этому полученные числа в дальнейшем подвергались лишь незначительным уточнениям. Что касается отступлений, наблюдаемых вблизи линий поглощения, — об этом см. прим. [9].

[12] Простые соотношения чисел *f* (вероятностей переходов) для составляющих мультиплетов в атомных спектрах имеют место лишь для некоторых мультиплетов и в частности для резонансных дублетов. В большинстве случаев, ход вероятностей переходов вдоль серии сложный. В качестве примера можно указать на вероятности переходов в главной серии лития (А. И. Филиппов, Труды ГОИ, VIII, 85, 1—119, 1932). Многочисленные данные о вероятностях переходов, полученные Д. С. Рождественским и его школой, нашли правильное истолкование в квантовой механике благодаря работам акад. В. А. Фока и его учеников.

Интерферометры для исследования аномальной дисперсии

[1] Статья содержит изложение теории интерферометра Д. С. Рождественского. Впервые опубликована в „Известиях Академии Наук СССР", серия VII, ОМЕН, 8, стр. 1119—1150, 1934. Эта же статья в 1935 г. была напечатана в „Трудах ГОИ" (т. XI, вып. 101, 1935, собранный из отдельных оттисков).

Уже в первых своих опытах по наблюдению аномальной дисперсии в парах натрия Д. С. Рождественский убедился в том, что существующие интерферометры Жамена и Майкельсона мало пригодны для целей исследования аномальной дисперсии. Поэтому он создал новый тип интерферометра, наиболее приспособленный для этих целей. В интерферометре Рождественского сочетались достоинства приборов Жамена и Майкельсона и устранялись их недостатки. Интерферометр Рождественского позволяет широко развести интерферирующие пучки (в последнем экземпляре, построенном в 1939 г., расстояние между пучками равняется 30 см), он мало подвержен термическим и механическим воздействиям. Все многочисленные исследования, в которых применялся метод крюков, выполнены с использованием интерферометра этого типа. В литературе он законно получил название „интерферометр Рождественского".

Интерферометр Рождественского с успехом может быть применен не только для изучения аномальной дисперсии, но и для выполнения многочисленных оптических задач.

[2] См. в настоящем сборнике стр. 56.

[3] Р. Ладенбург во время своего пребывания в Ленинграде в 1928 г. ознакомился в лаборатории Д. С. Рождественского с аппаратурой для работ по методу крюков. По его просьбе Д. С. Рождественский предо-

ставил чертежи интерферометра. Все работы по аномальной дисперсии, вышедшие из лаборатории Ладенбурга, выполнены с применением интерферометра этого типа.

Определение сил вибраторов в спектрах атомов

[1] Последняя работа Д. С. Рождественского, выполнена им совместно с Н. П. Пенкиным. Начата в апреле 1939 г., закончена в июне 1940 г. Результаты работы изложены были в виде статьи в рабочей тетради. Окончательно статья отредактирована уже после смерти Д. С. Рождественского. При редактировании были приняты меры, чтобы текст как можно ближе соответствовал оригиналу, изменения вносились только в том случае, когда изложение статьи могло вызвать неправильное понимание или затрудняло чтение ее. В настоящем виде работа печатается впервые. В несколько сокращенном изложении она напечатана в „Известиях Академии Наук СССР" (сер. физ., V, № 6, 635, 1941), в номере, посвященном памяти Д. С. Рождественского. Соавтор, Н. П. Пенкин, с благодарностью отмечал большую помощь проф. Т. П. Кравца и Г. С. Кватера при окончательном редактировании статьи. Английский перевод сокращенной статьи напечатан в „Journal of Phisics" (V, № 5—6, 319, 1941).

[2] Речь идет об интерферометре Рождественского. См. в настоящем сборнике статью Д. С. Рождественского „Интерферометры для исследования аномальной дисперсии", стр. 261.

[3] Обе работы опубликованы в настоящем сборнике, см. стр. 7 и 145.

[4] См. прим. [2].

[5] См. стр. 285 в настоящем сборнике.

[6] Последующими работами, выполненными методом крюков Д. С. Рождественского и методом обращения, было доказано, что плазма в высокотемпературной вакуумной печи изотермична. Следовательно, процессы возбуждения в печи определяются законом Больцмана, а процессы ионизации — формулой Саха (Н. П. Пенкин, ЖЭТФ, **17**, 355, 1947; Изв. АН СССР, сер. физ., II, 217, 1947. — С. Э. Фриш, Н. П. Пенкин и А. М. Шухтин, ЖЭТФ, **18**, 8, 734, 1948).

[7] См. прим. [3].

[8] См. прим. [3].

[9] В своих первых работах Д. С. Рождественский разработал метод вычисления относительных вероятностей переходов в узких дублетах по измеренным расстояниям вершин крюков от линий поглощения. В настоящем исследовании на примере зеленого триплета хрома дан метод расчета отношения чисел в узких мультиплетах (стр. 360—365).

[10] См. прим. [3].

[11] Такой автоколлимационный спектрограф с вогнутым зеркалом и плоской диффракционной решеткой был сконструирован и построен уже после смерти Д. С. Рождественского (Н. П. Пенкин и А. М. Шухтин, Изв. АН СССР, сер. физ., XII, 4, 376, 1948). Выбранная конструкция оказалась очень удачной. Спектрограф позволяет работать с большой и постоянной дисперсией в широкой области спектра — от инфракрасной до короткой ультрафиолетовой, имеет во всей этой области постоянное фокусное расстояние, плоское поле и дает прекрасный рисунок линий. Он с успехом может применяться для многих работ по спектроскопии и спектральному анализу.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аббе 383, 384
Абегг 24
Ангстрем К. 47
Афанасьев А. П. 36, 95

Бак 252—254
Бамм Б. И. 323
Беккерель А. 30, 31
Беккерель Ж. 20, 24, 25, 29, 139
Бернс 331, 332, 349
Биван 35, 41, 85, 140, 143, 152, 165, 239, 241—246, 258, 259
Больтцман 312, 329, 336, 337, 342, 345, 364, 380, 389
Бор 152, 153, 310, 377
Боргман И. И. 36, 260
Боровик С. А. 64
Брегг 152
Брейт 313
Бременкамп 90
Брес 34
Бухвальд Е. 313
Бьюиссон 105

Вали-Мохамед 252
Вальтерс 331, 332, 349
Вуд 27, 30, 32—35, 37, 41, 49, 50, 64, 66, 67, 73, 85, 90, 126, 139, 141, 144, 171, 173, 182, 242, 245, 248, 251, 252, 257, 331

Галло 24, 29, 166, 169
Ганзен 162, 183, 184, 246
Гартлей 17
Гейгер 47, 183, 246
Гейслер 29, 32, 213
Гельмгольц 15—17, 22, 23, 30, 39, 160
Герц 166
Гест 25, 29, 166
Гизелер 338
Глаголев М. М. 29
Голицын Б. Б. 170
Гофман 151, 157—159, 161, 162, 164—170, 181, 184, 225, 229, 234, 245, 246, 251, 257, 387
Гребенщиков И. В. 370
Гротриан 338
Гуи 162, 170—173, 185, 245, 246

Джюетт 35, 64, 138, 139
Друде 13, 22, 24, 25, 29, 39, 40, 43, 46, 47, 160
Дюбуа 25
Дюнуайе 251, 252, 257

Егоров Н. Г. 369

Жаисен 151
Жеребцова К. И. 347

Зееман 15, 149, 152, 156, 182, 240, 247, 249, 250, 255, 259, 343

Зеллмейер 13, 16, 30, 36, 48—51, 70, 76, 85, 124, 125, 131, 139, 142—144, 147, 148, 164, 185, 186, 194, 212, 216, 219, 220, 225, 231—235, 258, 259, 348, 373, 375, 385—387

Иванов А. А. 36

Каган Ю. М. 381
Кайзер 19, 41, 105, 106, 149, 201, 255
Качалов Н. Н. 370
Кватер Г. С. 300, 320, 353, 354, 374, 379, 380, 386, 387, 389
Кенигсбергер 25—27, 29
Кент 247, 252, 257
Кеттелер 16—19, 23, 26, 29
Кильхлинг 25, 26
Кинг 323, 331, 336, 342—344, 346—348
Клинкскельс 37
Корф 313
Кох П. П. 163
Кравец Т. П. 389
Кренер А. 163, 166
Кундт 15, 30, 33, 241, 242, 331
Кюпферер 26, 27

Ладенбург 32, 311, 313, 315, 381, 388
Лауэ 152
Леру 15, 30
Лилиенфельд 32
Лоренц 15, 29, 39—41, 46, 47, 160, 161, 169, 170, 250, 251
Лориа 25, 29, 32, 36, 54, 56, 66, 74, 90, 138, 139, 144, 166
Луммер О. 31

Майкельсон 105
Мандельштам Л. И. 384
Мах Э. 53, 58, 321
Мейер 16
Мейстер Т. Г. 379
Минковский 315
Мозеле 152, 154, 257

Натансон 90

Ознобишин Г. 53

Пауэр 17, 18
Пашен 149, 252—254
Пенкин Н. П. 376, 377, 380, 381, 389
Перо 106, 108
Петрашень М. И. 379
Планк М. 39, 40, 46, 47, 160
Престон 252—256, 259
Прингсхейм Э. 31
Прокофьев В. К. 320, 354, 378, 379
Пульфрих 16, 17, 19, 26
Пуччианти 14, 21, 29, 31, 32, 36, 52—54, 79, 140, 142—144, 158, 174, 187, 213, 241, 373, 374
Пфлюгер 16—19, 26, 29, 30
Пфунд 105, 204

Рессель 331
Ридберг 149, 154
Ритц 149
Роуланд 108
Рунге 41, 149
Рутерфорд 153, 257

Салищев А. И. 300
Саха 380, 389
Слюсарев Г. Г. 354

Терешин С. Я. 36, 207

Фабри 105, 106, 108
Филиппов А. Н. 267, 268, 313, 320, 378, 379
Фогт 15, 39, 40, 43, 46, 47, 152, 155, 160, 182, 251, 252, 254

Фок 312, 379
Фортрат 252
Фрерихс 350
Фридрихс 18
Фюхтбауер 151, 157—159, 161, 162, 164—170, 174, 181, 184, 185, 225, 229, 234, 245, 246, 251, 257, 311, 387

Хартри 312
Христиансен 15, 30

Чапский 207
Черняев В. И. 323

Шварцшильд 250
Шелль 166—169, 174, 185, 245, 257
Шен 32
Штарк 149, 170
Шустер 179

Эберт Г. 31
Эверсгейм 105
Эйнштейн 312
Экман 170
Элиас 25

Юрион А. 30

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Аномальная дисперсия в парах натрия 7

Тезисы 13

А. Введение 15

В. Краткий очерк литературы 30

С. Цель работы 36

I. Конечные результаты теорий дисперсии и определение задачи 39

II. Метод и приборы 52

III. План измерений и экспериментальной проверки формулы Зеллмейера 70

IV. Метод крюков 77

V. Результаты измерений по методу крюков 88

VI. Измерительные приборы 94

VII. Измерение спектрограмм 100

VIII. Результаты измерений 114

IX. Сравнение с результатами других наблюдателей 138

Заключение 142

Простые соотношения в спектрах щелочных металлов 145

Введение 147

I. Задачи, поставленные теорией дисперсии и поглощения . . 155

II. Экспериментальные результаты исследований 162

III. Отношения $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ в спектрах щелочных металлов 185

Интерферометры для исследования аномальной дисперсии . 261

Определение сил вибраторов в спектрах атомов 307

Приложения 367

Д. С. Рождественский. (Жизнь и деятельность). *С. Э. Фриш* . 369

Примечания 385

Именной указатель 391

*Печатается по постановлению
Редакционно-издательского Совета
Академии Наук СССР*

*

Редактор издательства *Л. С. Сазонов*
Технический редактор *Р. С. Певзнер*
Корректоры *А. Д. Копысова* и *Н. М. Шилова*

*

РИСО АН СССР № 4539. Подписано к печати 1/XI 1951 г. М-43401. Бумага 70 × 92/16. Бум. л. $12^3/_8$. Печ. л. 28.95 + 4 вклейки. Уч.-изд. л. 20.5. Тираж 3000. Зак. № 20. Цена в переплете 20 р. 50 к.

1-я тип. Изд. Академии Наук СССР.
Ленинград, В. О., 9-я линия, д. 12.

ОПЕЧАТКИ

Страница	*С прока*	*Напечатано*	*Должно быть*	*По чьей вине*
172	11 снизу	4261	4216	Корректора
222	14 „	На левой	На правой	Составителя
282	4 „	$\sin i \sin \beta = \sin \varphi$	$\sin i \sin \beta = \sin \psi$	„
294	12 сверху	$\rho = + \frac{\kappa \lambda}{2D} \frac{1}{\varepsilon_1 \cos \omega}$,	$\rho = \pm \frac{\kappa \lambda}{2D} \frac{1}{\xi_1 \cos \omega}$,	Корректора
342	12 снизу	$\Delta \nu = 3 \cdot 10^4$ см$^{-1}$.	$\Delta \nu > 3 \cdot 10^4$ см$^{-1}$.	Составителя
343	Табл. 6, графа 3, 3 строка сверху	$a^5P_3 - d_5D_4^0$	$a^5P_3 - d^5D_4^0$	Корректора
386	2 снизу	стр. 350).	стр. 348).	Редактора
389	1 „	(стр. 360—365).	(стр. 358—363).	„

Д. С. Рождественский. Работы по аномальной дисперсии в порах металлов.

Д.С.РОЖДЕСТВЕНСКИЙ

АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ





20 р. 50 к.